

**ТОМСКИЙ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ**



На правах рукописи



Яковлев Алексей Николаевич

**ЗАКОНОМЕРНОСТИ И ОСОБЕННОСТИ ЛАЗЕРНОГО И
ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОГО ИМПУЛЬСНОГО
ИНИЦИИРОВАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ
РАЗЛИЧНЫХ КЛАССОВ**

1.3.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника

1.3.8 – Физика конденсированного состояния

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени

доктора технических наук

Томск – 2023

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет».

Научный консультант: доктор физико-математических наук, профессор

Ципилев Владимир Папилович

Официальные оппоненты:

Архипов Владимир Афанасьевич, доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет», кафедра прикладной газовой динамики и горения, профессор.

Коваль Николай Николаевич, доктор технических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сильноточной электроники, лаборатория плазменной эмиссионной электроники, главный научный сотрудник.

Фомин Василий Михайлович, доктор физико-математических наук, профессор, действительный член Российской академии наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук, научный руководитель.

Защита состоится «24» октября 2023 г. в 15 час. 00 мин. на заседании диссертационного совета «МДС.ТПУ.09», созданного на базе Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» по адресу:

634050, г. Томск, пр. Ленина, 43 (учебный корпус № 3 ТПУ, аудитория 122).



С диссертацией можно ознакомиться в научно-технической библиотеке Томского политехнического университета и на сайте dis.tpu.ru при помощи QR-кода.

Материалы по защите диссертации размещены на официальном сайте ТПУ: diss.tpu.ru

Автореферат разослан « 07 » июля 2023 г.

Ученый секретарь совета,

кандидат технических наук, доцент,

A handwritten signature in blue ink, belonging to D. V. Gvozdyakov, located between the text 'кандидат технических наук, доцент,' and the name 'Гвоздяков Д. В.'.

Гвоздяков Д. В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Исследованию процессов зажигания энергетических материалов (ЭМ) и порохов при воздействии импульсных потоков энергии посвящено достаточно много работ как экспериментального, так и теоретического плана. Первые опыты по лазерному инициированию ЭМ были проведены в нашей стране и за рубежом в первой половине 60-х годов, сразу же, как только появились первые лазеры достаточной мощности. К концу 80-х годов был выявлен ряд закономерностей зажигания инициирующих энергетических материалов и бризантных энергетических материалов при лазерном воздействии и при электронно-пучковом. Интерес к этим способам импульсного инициирования не теряет важности на протяжении последних тридцати лет и связан с тем, что в них реализуется возможность сверхкоротких внешних воздействий с временами (единицы и десятые доли наносекунд), на несколько порядков меньшими длительности индукционного периода развития взрыва. Это открывает возможность изучения первичных элементарных актов поглощения, передачи и локализации энергии возбуждения и развития взрыва, что необходимо для разработки способов управления взрывными процессами, включая повышение безопасности ЭМ (предотвращение отказов и несанкционированных взрывов). Открывается возможность установления механизмов инициирования и развития взрыва на уровне, позволяющем прогнозировать поведение энергетических материалов различных типов в любых штатных ситуациях и управлять их поведением. С научной точки зрения важно определить возможности описания поведения ЭМ различных классов при воздействии лазерными и электронными пучками с позиций классических представлений тепловой очаговой теории инициирования ЭМ внешним импульсом.

В прикладном аспекте актуальность определяется тем, что традиционные электрические капсюли-воспламенители на основе ЭМ и порохов принципиально не могут быть защищены от электромагнитного импульсного и радиационного воздействия. Соответственно, электрические системы инициирования на базе таких воспламенителей отличаются низкой помехозащищенностью, что приводит к опасным ситуациям в их производстве, снаряжении и эксплуатации, т.е. данная проблема непосредственно связана с безопасностью жизнедеятельности во многих областях промышленности.

Создание лазерных систем зажигания капсюлей-воспламенителей может обеспечить исключительно высокую помехозащищенность исполнительных устройств от внешних воздействующих факторов и полную безопасность в обращении с ними, что представляет исключительную важность в аэрокосмической технике и горнодобывающей промышленности и может явиться альтернативой традиционным электрическим системам.

Степень разработанности темы. Первые исследования в этой области были проведены на инициирующих взрывчатых веществах, где была показана сама возможность низкопорогового лазерного инициирования ЭМ, в той области спектра лазерного излучения, где матрица ЭМ прозрачна, т.е. в области, где вещество практически не взаимодействует с излучением. Этот удивительный факт привел к появлению различных физических моделей лазерного инициирования прозрачных ЭМ. Несмотря на огромный накопленный экспериментальный материал, к настоящему времени не сформировано единого мнения о природе взрывного разложения даже наиболее простейших и наиболее изученных представителей класса инициирующих ЭМ – азидов тяжелых металлов.

Требуют уточнения и предложенные к настоящему времени модели инициирования бризантных ЭМ, поскольку в них не выявлена относительная роль электронных возбуждений и оптического пробоя на поглощающих неоднородностях (ПН) различного вида.

Известно, что энергетический порог инициирования азидов тяжелых металлов (АТМ), вторичных ЭМ и пиротехнических составов (ПС) сильно зависит от внешних воздействующих факторов (давление сжатия ЭМ, размер зоны облучения, длительность воздействующего импульса, длина волны лазерного импульса (ЛИ)). Обнаружено, что при переходе из видимой и ближней ИК - области спектра (ЭМ прозрачен) в УФ - область, где ЭМ сильно поглощает падающий поток (область фундаментального поглощения), порог инициирования резко возрастает. При инициировании некоторых ЭМ наблюдается большая длительность индукционного периода, превосходящая длительность воздействующего импульса на 3-4 порядка величины. Кроме того, вторичные газифицирующиеся ЭМ инициируются только в условиях, когда облучаемая поверхность закрыта прозрачным диэлектриком. Эти результаты не получили до сих пор какого-либо обоснованного объяснения. Ряд экспериментальных результатов, полученных различными авторами по влиянию длины волны, плотности ЭМ на пороги лазерного инициирования и той роли, которая отводится таким фундаментальным процессам, как оптический пробой и цепные модели, основанные на генерации неравновесных носителей заряда и экситонов, часто противоречат друг другу, что говорит о пока еще недостаточном уровне методологического и методического обеспечения опытов.

Тем не менее, накоплен огромный материал, который можно использовать для некоторых обобщений. Огромный вклад в эту базу вложен советскими и российскими учеными, такими как – Бриш А.А., Боболев В.К. (г. Москва); Таржанов В.И. (г. Снежинск); Александров Е.И., Ципилев В.П., Медведев В.В., Олешко В.И. (г. Томск); Кригер В.Г., Алукер Э.Д., Адуев Б.П. (г. Кемерово); Фомин В.М., Васильев А.А., Зарко В.Е. (г. Новосибирск), Сакович Г.В. (г. Бийск), а также некоторыми зарубежными исследователями – Yang L.C., Menichelli, Hagan J.T. (США); G. Dammame (Франция).

В исследованиях научных школ не установлено, существуют ли общие закономерности инициирования не только для энергетических материалов различных классов, но и для веществ конкретного типа при возбуждении лазерным импульсом в различных областях спектра (УФ, ИК, видимая область). При таком уровне знаний невозможно прогнозирование поведения ЭМ и пиротехнических составов в различных штатных ситуациях. Это определяет необходимость формирования и развития более точных представлений о механизмах лазерного зажигания широкого круга ЭМ.

Сходные с вышеизложенными существуют проблемы изучения механизмов инициирования ЭМ пучком ускоренных электронов. В этой связи возникает интерес выявления общих закономерностей и отличительных особенностей инициирования взрывного разложения ЭМ лазерными и электронными пучками и возможности описания природы инициирования с одних позиций, а именно с позиций оптического (электрического) пробоя с последующим образованием тепловых (высокотемпературных) микроочагов, так называемых «горячих точек» (ГТ).

Для решения этих проблем представляется целесообразным комплексный подход к исследованию поведения ЭМ при различных способах возбуждения, включающий дополнительные надежные сведения об энергетических порогах зажигания (ЭПЗ) ЭМ различных классов и достоверные данные о пространственных, кинетических и спек-

тральных характеристиках процессов взрывного разложения в реальном масштабе времени. Последнее представляет особую важность в плане изучения поведения ЭМ на ранних стадиях реакции взрывного разложения и, в ряде случаев (например, АТМ), может оказаться ключевым моментом для выявления механизмов инициирования лазерными и электронными пучками.

Перспективность такого подхода не вызывает сомнений, однако ряд принципиально новых положений, касающихся методологии таких исследований, или до сих пор не сформулированы или формулируются на ошибочных представлениях и подходах, не учитывающих специфику взрывных процессов и особенности взаимодействия интенсивных лазерных и электронных пучков с веществом.

Цель работы – установление основных закономерностей и отличительных особенностей лазерного и электронно-пучкового импульсного инициирования энергетических материалов различных классов и создание модельных представлений о механизмах инициирования на уровне, обеспечивающем прогнозирование поведения этих материалов в различных штатных ситуациях.

Задачи исследования:

1. Провести критический анализ экспериментальных данных и существующих моделей инициирования взрывчатых веществ лазерными и электронными пучками, обеспечить постановку задач теоретических и экспериментальных исследований.
2. Разработать и усовершенствовать методики экспериментальных исследований нелинейных процессов, возбуждаемых лазерными импульсами в энергетических и инертных материалах.
3. Измерить амплитудные, спектральные, кинетические и пространственные характеристики свечения энергетических и инертных материалов при возбуждении свободной поверхности лазерными импульсами в режиме однократного и многоимпульсного облучения.
4. Провести экспериментальные и теоретические исследования светового режима в объеме прессованных порошков тэна в условиях полубесконечной среды, а также в пространственно ограниченных средах (таблетках).
5. Выявить связи между оптическими характеристиками ЭМ и их чувствительностью к действию лазерного импульса в различных областях спектра.
6. Выполнить комплексные исследования порогов взрывного разложения от длительности лазерного импульса, давления всестороннего сжатия, длины волны излучения и размера пучка на поверхности ЭМ. Выявить основные закономерности и особенности поведения ЭМ в различных пространственно-временных масштабах воздействующего импульса и пространственно-временных масштабах тепловой и газодинамической разгрузки.
7. Провести численное моделирование и анализ процессов зажигания ЭМ лазерным импульсом и сильноточным электронным пучком (СЭП) с позиции тепловой микроочаговой модели инициирования как для «чистых» (беспримесных) порошков и монокристаллов ЭМ, так и порошков, содержащих поглощающие примеси (смесевые составы).
8. Выполнить сравнительный анализ результатов численного моделирования процессов зажигания с экспериментальными результатами. Установить общности и различия в поведении инициирующих (АТМ) и вторичных (тэн) взрывчатых веществ. Определить основные критерии лазерного импульсного инициирования.

9. Создать модельные представления инициирования энергетических материалов внешним импульсом, способные адекватно объяснить имеющийся (накопленный) экспериментальный материал по лазерному и электронно-пучковому инициированию, позволяющие прогнозировать поведение энергетических материалов в различных штатных ситуациях. Проверить гипотезу о единой электрической природе инициирования энергетических материалов лазерными и электронными пучками.

Научная новизна:

1. Впервые разработана и сформулирована экспериментально обоснованная физическая модель формирования «горячих точек» (ГТ) в прозрачных прессованных порошках инертных материалов (оксид магния, сахар), порошках АТМ, чистого (не содержащего специально введенных примесей) тэна, ФТДО и ПХА при лазерном воздействии ($\lambda_0 = 1064$ нм), основанная на явлении низкопорогового оптического пробоя на поглощающих микронеоднородностях. Показано, что воздействие лазерного импульса в области фундаментального поглощения ($\lambda = 266$ нм) формирует тепловой очаг, в виде лазерно-индуцированной микроплазмы, образующейся в момент импульса облучения в тонком (около 10^{-5} см) приповерхностном слое, а в дальней ИК - области ($\lambda_0 = 10600$ нм) – в окрестности поглощающей неоднородности (в случае АТМ) или в приповерхностном, толщиной около 10^{-3} см, слое (в случае тэна или ФТДО).

2. Впервые обобщены и сопоставлены результаты экспериментальных и теоретических исследований поведения энергетических материалов различных классов, выявлены основные закономерности, общности в их поведении и принципиальные различия. Показано, что природа лазерного импульсного инициирования, как «чистых» порошков тэна, так и с добавками нано- и микроразмерных частиц алюминия и сажи, является тепловой микроочаговой.

3. Установлено, что наиболее вероятное фазовое состояние энергетического материала на стадии зажигания следующее: в азидах тяжелых металлов процесс происходит в твердой фазе, в тэне и ФТДО – в газовой, а в ПХА + Al – в жидкой фазе.

4. Впервые с помощью методов и алгоритмов Монте-Карло установлены закономерности светорассеяния в прессованных порошках прозрачных энергетических материалов в пространственно ограниченных слоях (таблетках). Установлена связь между пространственной освещенностью в объеме образца, коэффициентом диффузного отражения и освещенностью его поверхности.

5. Показано, что наблюдаемый экспериментально размерный эффект лазерного инициирования определяется тремя основными факторами – закономерностями светорассеяния, возникновением спекл-структуры в объеме образца и вероятностью попадания оптической неоднородности в каустику лазерного пучка.

6. Впервые проведено численное моделирование и расчет задачи зажигания азида свинца и тэна лазерным пучком в широком диапазоне длительностей воздействующего импульса. Для объяснения несоответствия расчета с экспериментом в области больших длительностей введены представления о «коллективном эффекте».

7. Впервые проведено численное моделирование и расчет задачи зажигания азида свинца и тэна пучком ускоренных электронов. Определены пороги инициирования, размеры и наиболее вероятное количество стримеров для этих материалов.

8. На основании комплекса экспериментальных и теоретических исследований выявлены для всех типов ЭМ следующие общие критерии инициирования.

При $\tau_u \ll \tau_{rel}$: по отношению к внешнему воздействующему импульсу критерием инициирования является:

- достижение необходимой величины энергии W_{05} , подводимой к поверхности образца при предельно малых размерах пучка ($d_n < 10$ мкм);
- достижение необходимой величины плотности энергии H_{05} , подводимой к поверхности образца при предельно больших размерах пучка ($d_n > 2$ мм).

По отношению к внутреннему состоянию образца критерием инициирования является:

- достижение необходимого критического уровня запаса тепла в ГТ.

При $\tau_u \gg \tau_{rel}$: по отношению к внешнему воздействующему импульсу критерием инициирования является:

- достижение необходимой величины плотности энергии H_{05} , подводимой к поверхности образца при предельно малых размерах пучка ($d_n < 10$ мкм);
- достижение необходимой величины плотности потока q_{05} , подводимого к поверхности образца при предельно больших размерах пучка ($d_n > 2$ мм).

По отношению к внутреннему состоянию образца критерием инициирования является:

- достижение необходимого критического уровня температуры в окрестности ГТ.

9. Впервые сформулированы научные представления, адекватно объясняющие с единых позиций имеющиеся к настоящему времени результаты исследований закономерностей лазерного и электронно-пучкового инициирования энергетических материалов: формирование теплового микроочага является результатом оптического пробоя (при лазерном) и стримерного разряда (при электронном) внешнем импульсном воздействии.

Теоретическая значимость.

Развиты модельные представления, с единых позиций описывающие поведение различных типов ЭМ при лазерном и электронно-пучковом импульсном инициировании, а именно, с позиций локализации энергии внешнего импульса и образования высокотемпературных тепловых очагов («горячих точек») в результате низкопорогового оптического (электрического) разряда в окрестности оптических (или электрических) микронеоднородностей.

Разработана математическая модель и алгоритмы численного расчета формирования ГТ в тетранитрате пентаэритрита, содержащем включения частиц сажи и алюминия различных размеров, с учетом длительности лазерного импульса. Показано, что каждой длительности ЛИ соответствует размер частиц, в окрестности которых формируется ГТ с максимальной температурой, а тепловые микроочаги имеют максимальный запас тепла и максимальную реакционную способность.

Разработаны алгоритмы метода Монте-Карло для моделирования закономерностей светорассеяния в прозрачных порошках ЭМ ограниченных размеров (таблетки). Алгоритмы использованы для численного расчета пространственной освещенности в объеме порошков. Рассчитано распределение пространственной освещенности по глубине образца в зависимости от размера лазерного пучка, коэффициента диффузного отражения и альбедо однократного рассеяния. Выявлены особенности светораспределения, как в «чистых» прессованных порошках, так и порошках, содержащих поглощающие примеси (сажа, алюминий). Показано, что пространственная освещенность в объеме очень тонких слоев (менее средней длины свободного пробега фотонов) может пре-

восходить освещенность, задаваемую лазерным пучком на поверхности образцов, до четырех крат, а в толстых (более 100 пробегов) – более десяти крат.

Практическая значимость работы определяется:

1. разработанными аппаратными комплексами для исследования энергетических порогов зажигания (инициирования) и спектрально-кинетических характеристик процесса взрывного разложения в широком диапазоне изменений параметров воздействующего внешнего импульса;
2. возможностью использования полученной базы данных (на уровне создания паспорта характеристик чувствительности для каждого типа ЭМ) и модельных представлений для прогнозирования поведения ЭМ в штатных ситуациях, предсказательных оценок ЭПЗ и целенаправленным управлением чувствительностью ЭМ к импульсному лазерному воздействию;
3. возможностью использования результатов для оптимального и эффективного применения исследованных объектов в исполнительных устройствах различного назначения.

Методология, методы и объекты исследования.

Основное внимание в исследованиях уделялось экспериментальному измерению энергетических порогов зажигания (ЭПЗ) в различных условиях воздействия и определению кинетических параметров процесса взрывного разложения с высоким временным и пространственным разрешением, являющихся наиболее информативными факторами для модельных построений. Для этого разработан экспериментальный стенд, включающий узлы для измерений спектрально-кинетических, визуальных и акустических характеристик с высоким спектральным ($\sim 1,5$ нм), пространственным (~ 10 мкм) и временным (~ 2 нс) разрешением. Стенд обеспечивает возможность регистрации различных типов свечений (люминесценции, свечения плазмы оптического пробоя и плазмы взрыва), морфологии разрушений и акустического отклика. Стенд обеспечивает возможность формирования пучка на поверхности ЭМ высокого качества (высокая однородность по поперечному сечению, высокий контраст на краях пучка). Для достижения этой цели фокусировка пучка производилась проекционным способом.

Для увеличения достоверности в интерпретации измеряемых кинетических характеристик использовалась специально разработанная схема наблюдения взрывного свечения отдельно из зоны лазерного воздействия и отдельно за ее пределами. Поскольку инициирование взрывного разложения ЭМ носит вероятностный характер, для определения порога инициирования в каждом эксперименте проводились многократные испытания с построением вероятностной кривой (кривой частоты), по форме которой находился порог (по уровню 50% вероятности).

Большое значение придавалось теоретическому исследованию закономерностей светорассеяния в порошках ЭМ и расчету задач зажигания. Постановка и расчет задач зажигания выполнены применительно к условиям эксперимента и на уровне, обеспечивающем корректное сопоставление результатов эксперимента с результатами расчета.

Применительно к задачам лазерного зажигания порошкообразных ЭМ разработаны собственные оригинальные методы и алгоритмы исследования светового режима в их объеме с учетом многократного рассеяния (на основе методов Монте-Карло). Выбор объектов исследования обоснован тем, что они различаются не только теплофизическими и термокинетическими характеристиками, но и типом основной реакции взрыв-

ного разложения. Это дает возможность сопоставлений, обобщения результатов и описания механизма инициирования с общих позиций.

Учитывая большое разнообразие ЭМ, а также сложность и разнообразие процессов взаимодействия, определяющихся с одной стороны параметрами ЛИ (интенсивность, когерентность, длина волны генерации) и физико-химическими, оптическими и газодинамическими характеристиками среды – с другой, внимание было сосредоточено на изучении модельных объектов, для которых картина явлений наиболее проста. По этой причине исследования проводились на модельных представителях ЭМ: инициирующие ЭМ (АТМ, азиды свинца и серебра); бризантные ЭМ (тетранитрат пентаэритрита); фуразанотетразиндиоксид (ФТДО) и ПС (смесь перхлората аммония с алюминием). Данный выбор объясняется тем, что четыре основных типа ЭМ различаются видом реакции разложения. В первом представителе основную реакцию разложения принято считать, протекающей в твердой фазе. В тэне и ФТДО (по нашему мнению) основная реакция происходит в газовой фазе, а в ПС (наиболее вероятно) – в жидкой.

Положения, выносимые на защиту:

1. В области прозрачности матрицы в условиях облучаемой поверхности, плотно закрытой прозрачным диэлектриком, реализуется механизм низкорогового лазерного импульсного инициирования энергетических материалов, в основе которого лежит локализация энергии лазерного импульса на поглощающих микронеоднородностях (характерный размер около 10^{-5} см) с последующим оптическим (электрическим) низкороговым пробоем в их окрестности и образованием «горячих точек».

2. В области собственного и фононного поглощения в условиях облучаемой поверхности, плотно закрытой прозрачным диэлектриком, реализуется высокороговое лазерное инициирование энергетических материалов, в основе которого лежит создание микроочагов плоской конфигурации в приповерхностном слое толщиной $10^{-5} - 10^{-3}$ см в результате прямого разогрева матрицы энергетических материалов.

3. В условиях открытой поверхности наблюдается резкое повышение порогов лазерного инициирования прессованных порошков энергетических материалов по сравнению с закрытой поверхностью и связано:

- для АТМ при воздействии в области собственного поглощения – с газодинамической разгрузкой продуктов взрывного разложения через свободную поверхность образца на стадии, следующей за стадией разложения;

- для тэна практическая невозможность инициирования (при воздействии во всех областях спектра лазерного импульса) и для ФТДО в области собственного поглощения – с быстрой газодинамической разгрузкой продуктов газификации из зоны химической реакции на стадии, предшествующей стадии взрывного разложения. А для электронного пучка с открытой поверхностью образца высокий порог инициирования тэна связан также с газодинамической разгрузкой на стадии газификации.

4. Эффект увеличения чувствительности (до 10^3 крат) «чистых» прессованных порошков АТМ, тэна и ФТДО с увеличением диаметра лазерного пучка на поверхности образца от 10 до 10^4 мкм («размерный эффект») связан с тремя основными факторами: – увеличением среднего значения пространственной освещенности за счет процессов светорассеяния; – увеличением контраста спекл-структуры в объеме порошков и увеличением вероятности попадания поглощающих оптических неоднородностей в каустику лазерного пучка.

5. Явление уменьшения пороговой плотности энергии исследованных типов «чистых» энергетических материалов, а также содержащих поглощающие примеси (наноразмерные частички сажи или алюминия до 1% по массе), с увеличением давления всестороннего сжатия (АТМ, ФТДО, тэн) связано с уменьшением газодинамической разгрузки «горячих точек», как в близлежащие к «горячим точкам» поры, так и через границу раздела «прозрачная пластина – облучаемая поверхность образца».

6. Для всех типов энергетических материалов как «чистых», так и содержащих специально введенные поглощающие примеси, увеличение пороговой плотности энергии с ростом длительности лазерного импульса (с одновременным уменьшением пороговой плотности мощности) связано с относительным увеличением тепловой релаксации из объема микроочага.

7. Для исследованных энергетических материалов установлены шесть основных критериев лазерного импульсного инициирования в области прозрачности матрицы, вытекающие из найденных связей между пространственно-временными параметрами воздействующего импульса и пространственно-временными релаксационными масштабами энергетических материалов.

8. Наносекундные задержки инициирования азидов тяжелых металлов (до 100 нс) и микросекундные для тэна (до 100 мкс) с точки зрения микроочагового зажигания вызваны тем, что основная реакция разложения в азидах тяжелых металлов происходит в твердой фазе, а основная реакция в образцах и композитах тэна происходит в газовой фазе, где процесс газификации и определяет большие длительности задержки.

9. При лазерном и электронно-пучковом инициировании энергетических материалов реализуется единый электроразрядный механизм с образованием плазменных микроочагов («горячих точек») за счет локализации энергии лазерного импульса на оптических (или электрических, в случае электронного пучка) неоднородностях.

Достоверность полученных результатов и обоснованность выводов обусловлена корректностью постановки задач исследования, комплексным подходом к их решению, использованием апробированных методик проведения экспериментов по лазерному импульсному инициированию АТМ и тэна, отработанной методикой приготовления образцов, анализом экспериментальных данных в рамках классических представлений о тепловом очаговом зажигании ЭМ под воздействием внешнего импульса с использованием классических представлений о механизмах оптического пробоя и разрушения конденсированных сред лазерным импульсом, известных представлений о механизме электрического пробоя инертных диэлектриков и ЭМ при облучении электронным пучком, использованием апробированных алгоритмов моделирования и численных расчетов задач зажигания ЭМ лазерным импульсом, использованием апробированных алгоритмов имитационного моделирования (с использованием методов Монте-Карло) светорассеяния в прессованных порошках (таблетках) ЭМ, сравнениями с результатами других авторов и обобщениями на основе этих сравнений.

Личный вклад автора. В диссертации обобщены результаты работ, выполненных как лично автором, так и совместно с сотрудниками отделения материаловедения Инженерной школы новых производственных технологий Томского политехнического университета. В работах, опубликованных в соавторстве, автору принадлежат результаты, сформулированные в защищаемых положениях и выводах диссертации.

Связь работы с научными программами и грантами. Тема диссертации соответствует приоритетным направлениям развития науки, технологий и техники в Россий-

ской Федерации (Указ Президента Российской Федерации от 07.07.2011 № 899): «Безопасность и противодействие терроризму», «Перспективные виды вооружения, военной и специальной техники», «Транспортные и космические системы», «Энергоэффективность, энергосбережение, ядерная энергетика».

Исследования частично проведены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 06-03-32724-а «Инициирование взрывного разложения ВВ и ПС импульсом радиации»; проект 08-08-00153-а «Закономерности взрывного разложения энергетических материалов при инициировании внешним импульсом и проблемы создания чувствительных, быстродействующих лазерных капсулей-инициаторов на их основе); при поддержке федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 –2013 годы» (Государственный контракт № П 517 от 14.05.10 «Лазерные оптоволоконные системы инициирования – альтернатива электрическим системам по безопасности и помехозащищенности».

Апробация результатов.

Основные положения и результаты диссертации докладывались и обсуждались на:

1. 10,11 - Международных конференциях и «Радиационная физика и химия неорганических материалов», 1999, 2000.
2. VI Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики» (Томск, 2008 г.);
3. 3rd International Congress on Radiation Physics and Chemistry of Condensed Matter, High Current Electronics and Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows (Томск, 2012 г.);
4. International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE-2014, 2016, 2018, 2020, 2022).
5. 10th International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows (Томск, 2010 г.);
6. XIV Международная конференция «HEMs-2018» (Томск, 2018 г.).
7. 12th International Conference on Radiation Physics and Chemistry of inorganic Materials (Tomsk, Russia, 2003).
8. III Всероссийская конференция, Черноголовка, 2006 г.
9. The 6th International Symposium on Energetic Materials and their Applications (6-10 November, 2017, Tohoku University, Sendai, JAPAN).
10. Международной конференции «Радиационная физика и химия неорганических материалов», 2018, 2020, 2022.

Публикации. Результаты диссертации изложены в 33 работах, в том числе 21 в журналах, рекомендованных ВАК для публикации основных научных результатов диссертации или приравненных к ним. Опубликовано 19 статей в международных рецензируемых журналах, индексируемых базами данных «Web of Science» и «Scopus», в том числе 10 статей первого квартиля и 4 статьи - второго.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 8 глав, основных результатов и выводов, заключения, списка литературы и приложений. Изложена на 387 страницах машинописного текста, включая 99 рисунков и 18 таблиц. Библиография включает 258 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертационной работы, излагается краткий обзор и современные представления о механизмах инициирования энергетических материалов лазерными и электронными пучками, сформулированы цели и задачи работы, новизна и практическая значимость, защищаемые положения, апробация и личный вклад автора.

Первая глава отражает современное состояние экспериментальных и теоретических исследований по лазерному и электронно-пучковому инициированию энергетических материалов (ЭМ). Приведен обзор основополагающих экспериментальных данных по инициированию ЭМ лазерными и электронными пучками. Показано, что большой вклад в развитие представлений о природе инициирования внесен, в основном, отечественными исследователями (работы Бриша А.А., Таржанова В.И., Карабанова Ю.Ф., Боболева В.К., Александрова В.Е., Александрова Е.И., Барановского А.М., Чернай А.В., Алукера Э.Д., Адуева Б.П., Кригера В.Г., Каленского А.В., Медведева В.В., Звекова А.А., Ханефта А.В., Кречетова А.Г., Олешко В.И., Ципилева В. П.). Из зарубежных авторов большой вклад внесли Yang L.C., Menichelli V.J., Hagan J.T., Chaudhri M.M. Внимание других зарубежных исследователей сосредотачивалось, в основном, на разработке и патентовании лазерных детонаторов и различного рода исполнительных устройств на их основе.

В главе рассмотрены предложенные ранее многочисленные физические модели инициирования монокристаллов и прессованных образцов азидов тяжелых металлов (АТМ) и тетрапентаэритрита (тэн). Дан критический анализ, выявлены положительные стороны существующих моделей и их недостатки. Установлено, что результаты некоторых экспериментов (огромные различия в порогах инициирования порошков и кристаллов, а также в закрытых и открытых образцах) противоречат основным положениям цепных фотохимических (электрон-дырочных) моделей. Показано, что наиболее полно и внутренне непротиворечиво можно объяснить весь накопленный к настоящему времени экспериментальный материал только с позиций тепловой микроочаговой модели, т.е. модели «горячих точек» (ГТ). Однако проведенный анализ не позволяет выявить общие закономерности и отличительные особенности в поведении ЭМ различных классов, поскольку экспериментально-теоретическая база для этого не достаточна. Не предложены критерии инициирования для каждого класса ЭМ, с помощью которых можно описать это поведение и получить эмпирическую формулу для обобщенной чувствительности для ЭМ различных классов. Не выявлено попыток рассмотрения инициирования ЭМ лазерным пучком и пучком ускоренных электронов с общих позиций, например, с позиций электрических микропробоев в облучаемом объеме ЭМ. В этой связи данную модель можно принять только в качестве рабочей гипотезы для дальнейших целенаправленных исследований. На основании проведенного анализа определена цель работы и сделана постановка задач на исследования.

Во второй главе описаны методические подходы и исследовательские стенды, необходимые для решения поставленных задач. В основу методического обеспечения экспериментов были заложены следующие соображения.

Инициирование ЭМ внешним импульсом носит вероятностный характер. Рассматривается ключевое понятие физики горения и взрыва – энергетический порог инициирования (ЭПИ). ЭПИ и их зависимость от условий внешнего воздействия являются основным информационным параметром для создания модельных представлений о меха-

низмах инициирования. Особенно информативны зависимости ЭПИ от размера пучка, падающего на поверхность образца, а также от длины волны излучения (в случае ЛИ) и, особенно, при переходе из области прозрачности матрицы в область собственного и фононного поглощения. Особую важность приобретает зависимость ЭПИ от длительности импульса, поскольку она дает возможность выявить пространственно-временные масштабы релаксационных процессов.

Для определения порога инициирования в каждом конкретном опыте необходимо построение вероятностной кривой (кривой частоты). На рисунке 2.1 приведена типичная кривая частоты, по которой определяется энергетический порог инициирования взрывного разложения, как уровень плотности энергии, соответствующий 50% вероятности подрыва. При построении кривой в каждом интервале выбранных плотностей энергий необходимо проводить до 25-30 испытаний, а вероятность инициирования оценивать по выражению $\omega = m/n$, где m – количество подъемов; n – количество испытаний. При этом для увеличения степени достоверности предусматривалось измерение энергии ЛИ в каждом испытании.

Для определения значений H на поверхности образца должен формироваться пучок с высокой однородностью по поперечному сечению и резким контрастом на его краях (см. рис. 2.2). Это необходимо для корректного сопоставления результатов эксперимента с результатами численных расчетов светового режима в объеме образцов и численных решений задач зажигания.

Это обстоятельство в сочетании с высоким пространственно-временным разрешением опытов (включая наблюдения за свечением только из зоны лазерного воздействия и отдельно за ее пределами) облегчает идентификацию сигналов свечения, понимание кинетики и природы процесса разложения. Кроме того, наряду с регистрацией момента возникновения свечения образца, необходима регистрация момента возникновения акустического отклика по отношению к моменту облучения, что дает дополнительную информацию о природе инициирования.

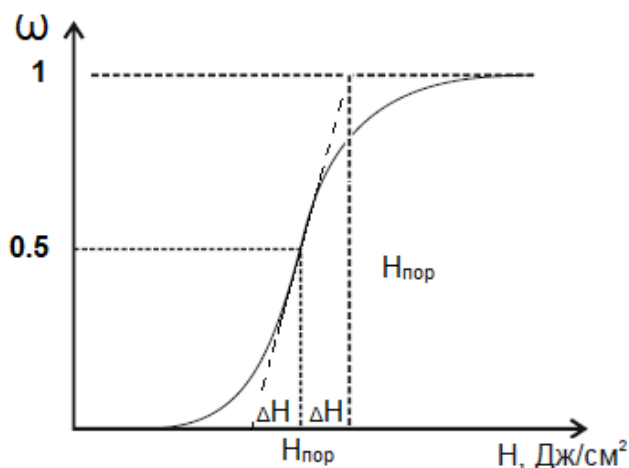


Рисунок 2.1. ω – вероятность инициирования; H – плотность энергии внешнего импульса; H_{05} – порог инициирования; ΔH – область вероятностного инициирования.

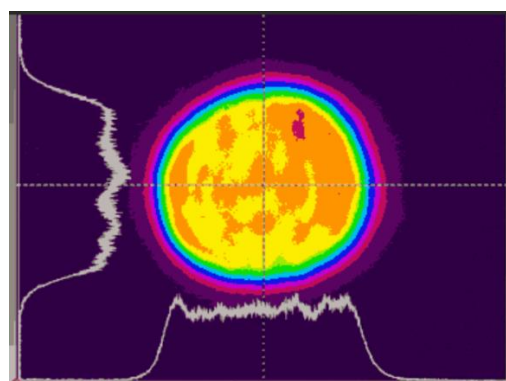


Рисунок 2.2. Профиль пучка импульсного лазера (Nd:YAG лазер, модель LQ-929), применяемого в исследовательской установке.

Важными информационными параметрами для модельных представлений являются кинетические характеристики и их закономерности как на стадии процесса быстрого взрывного разложения, так и на стадиях, предшествующих ему (стадия облучения, индукционный период). С целью получения такой информации необходимы синхронные

многопараметрические измерения в режиме реального времени и с высоким временным разрешением.

Математическое моделирование и численные расчеты задач зажигания необходимо проводить в условиях, наиболее приближенных к условиям эксперимента. В ряде случаев (воздействие ЛИ на прессованные порошки в области прозрачности матрицы ЭМ) при нагреве очагов учитывались закономерности многократного светорассеяния, приводящего к несоответствию пространственной освещенности в объеме ЭМ с освещенностью поверхности образца. При этом пространственная освещенность определялась наиболее достоверным способом – методом имитационного моделирования процесса рассеяния фотонов (методом Монте-Карло).

В соответствии с описанной выше методикой исследований разработаны стенды для многопараметрических синхронных измерений характеристик взрывного разложения ЭМ. Приводится описание экспериментальных установок и основные требования к источникам излучения, энергетическим каналам и регистрирующей аппаратуре. Так, на рисунке 2.3 представлен лазерный стенд, на котором измерялись энергетические пороги инициирования, кинетические и спектральные характеристики процесса взрывного разложения.

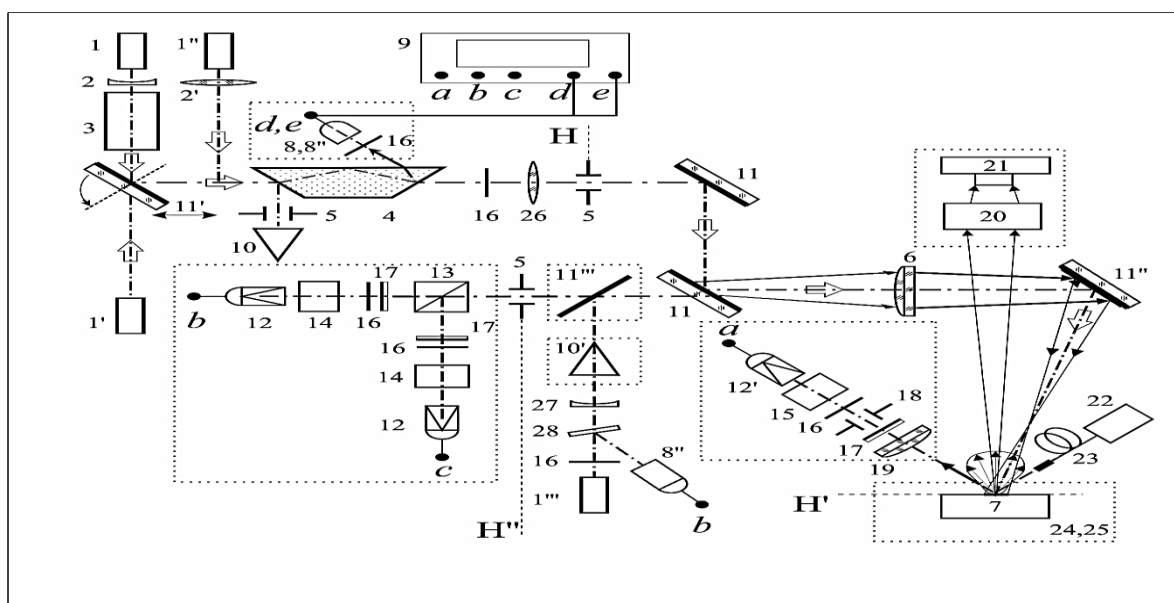


Рисунок 2.3. Функциональная схема установки для исследований физико-химических процессов, в конденсированных средах при воздействии лазерного излучения

1,2,3,11' – задающий одномодовый одночастотный лазер (1060 нм; 40 нс); 1',11' – Nd:YAG лазер LQ-929 (1064; 532; 357; 266 нм; 12 нс); 1'',2' – твердотельный лазер Black Light (1064 нм; 40-20000 нс); 1''',16,28,27,10',11''',8'' – CO₂-лазер (10,6 мкм; 20 нс); 26,5,11,6,11'' – проекционная схема формирования пучка на поверхности образца 7; 4,5,10,8,16 – расщепитель пучка (призма Дове) для регистрации энергии и формы лазерных импульсов; 9 – осциллограф Tektonics DPO-3034 (300 МГц); 12 – фотомодули Hamamatsu H5773 (300-850 нм); 12,14,16,17 – блок регистрации свечения на двух длинах волн; 24 – пресс гидравлический с встроенным акустическим датчиком (сменный блок); 25 – вакуумная камера; Н, Н', Н'' – сопряженные плоскости.

Основные характеристики лазерного стенда. Энергетическая яркость пучка составляет около 10^{15} Вт/(см²ср). Плотность энергии и мощности на поверхности образца может достигать значений до 10^4 Дж/см² и 10^{12} Вт/см² соответственно. Длины волн излучения охватывают диапазон от глубокой УФ (266 нм) до дальней ИК (10600 нм) областей спектра. Длительность воздействующего импульса меняется от 12 нс до 20000 нс, а размер пучка на поверхности образца изменяется простой сменой диафрагм от 10

мкм до 10 мм с сохранением высокого качества. Давление всестороннего сжатия изменяется в диапазоне от 10^7 до 10^9 Н/м². Общее временное разрешение системы синхронной регистрации составляет не более 10 нс, пространственное – не более 2 мкм, спектральное – 2 нм.

Основные характеристики электронно-пучкового стенда. Стенд для воздействия пучком ускоренных электронов функционально подобен лазерному, а в части регистрирующей аппаратуры идентичен ему. Основное отличие заключается в том, что воздействие пучком электронов, в основном, происходит в вакууме (давление около 10^{-2} Па). При этом средняя энергия электронов в пучке составляет 250 кэВ, длительность импульса 12 нс, а плотность энергии пучка варьируется от 0,05 до 50 Дж/см².

Образцы и их подготовка. В качестве исследуемых образцов использовались нитевидные кристаллы и нитевидные прессованные порошки азидов тяжелых металлов (АТМ), прессованные порошки (таблетки) АТМ, порошки тетранитрата пентаэритрита (тэн), не содержащего и содержащего наноразмерные добавки алюминия и сажи, порошки фуразанотетразиндиоксида (ФТДО) и смесового состава перхлората аммония с алюминием (ПХА+Al). Использовались навески массой от 10 до 20 мг. В большинстве опытов они засыпались в металлическую сборку (прессформу) с прозрачным входным окном, устанавливались в гидравлический пресс и прижимались к входному окну с различным давлением, чем и обеспечивалось всестороннее сжатие образца. В некоторых случаях (инициирование с открытой поверхности) порошки прессовались в виде таблеток диаметром 3 мм. Содержание добавок алюминия или сажи в тэне варьировалось от 0,1 до 1 весовых процента.

Третья глава посвящена экспериментальному исследованию параметров горячих точек (ГТ), возникающих в прессованных образцах энергетических и инертных материалах при воздействии на мишени в режиме свободной (без прикрытия) облучаемой поверхности и выяснению механизмов их образования при лазерном воздействии. Основной вопрос, на который необходимо было ответить, заключается в определении фазового состояния вещества в горячих точках и измерении кинетики их образования относительно инициирующего лазерного импульса.

В главе представлены результаты анализа процесса взаимодействия сильноточных электронных пучков (СЭП) с энергетическими и инертными материалами с целью проверки гипотезы о едином «электрическом» механизме образования ГТ при облучении лазерными и электронными пучками. В качестве основного физического параметра, позволяющего ответить на поставленные выше вопросы, выбрано свечение ГТ – практически безынерционного процесса, по отношению к лазерному импульсу возбуждения, регистрируемого с помощью ФЭУ с временным разрешением ~ 1 нс. Для ответа на поставленные вопросы в работе измерялись пороговые, пространственные, амплитудные, кинетические и спектральные характеристики свечения, возбуждаемого лазерным излучением в энергетических и инертных материалах. Инертные материалы были выбраны с целью дискриминации процессов, связанных с дополнительным выделением химической энергии взрывчатых веществ при их взрывном разложении. Эксперименты проводились на «чистых» (без специально введенных примесей) прессованных образцах тэна, перхлората аммония (ПХА), фуразанотетразиндиоксида (ФТДО) и инертных материалах сахара ($C_{12}H_{22}O_{11}$) и MgO. Для выяснения влияния специально введенных примесей углерода и алюминия на параметры свечения ГТ были исследованы прессованные образцы тэна с примесью углерода и алюминия: (тэн + С), (тэн + Al). Возбуж-

дение образцов осуществлялось первой гармоникой (1064 нм) Nd – лазера. Зависимость интенсивности свечения от уровня лазерного воздействия приведены на рисунке 3.1.

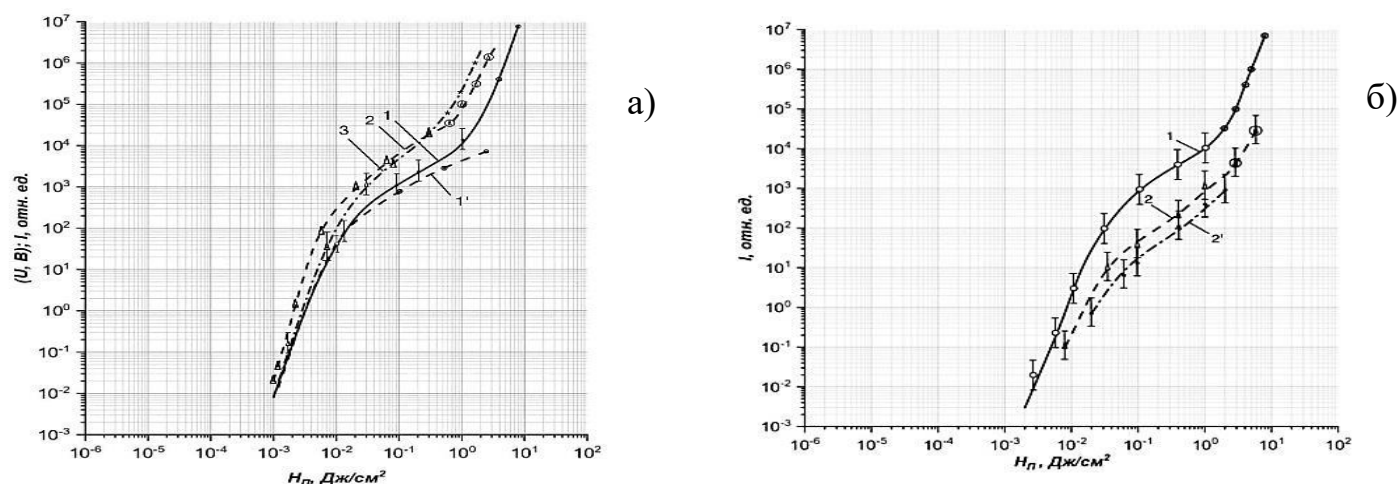


Рисунок 3.1 Зависимости амплитуды свечения при облучении открытой поверхности прессованных порошков ЭМ и инертных материалов от плотности энергии воздействующего лазерного импульса при диаметре пятна $d_n = 1$ мм: *а* – «чистый» тэн при однократном воздействии (кривая 1); при предварительном десятикратном воздействии («отжиге») (кривая 1'); тэн с добавкой 0,1% сажи (кривая 2) и 1% сажи (кр.3); *б* – прессованный порошок MgO (1); сахар, суммарное свечение (свечение ГТ + свечение второй гармоники) сахара (2); свечение второй гармоники сахара после отжига ГТ (2').

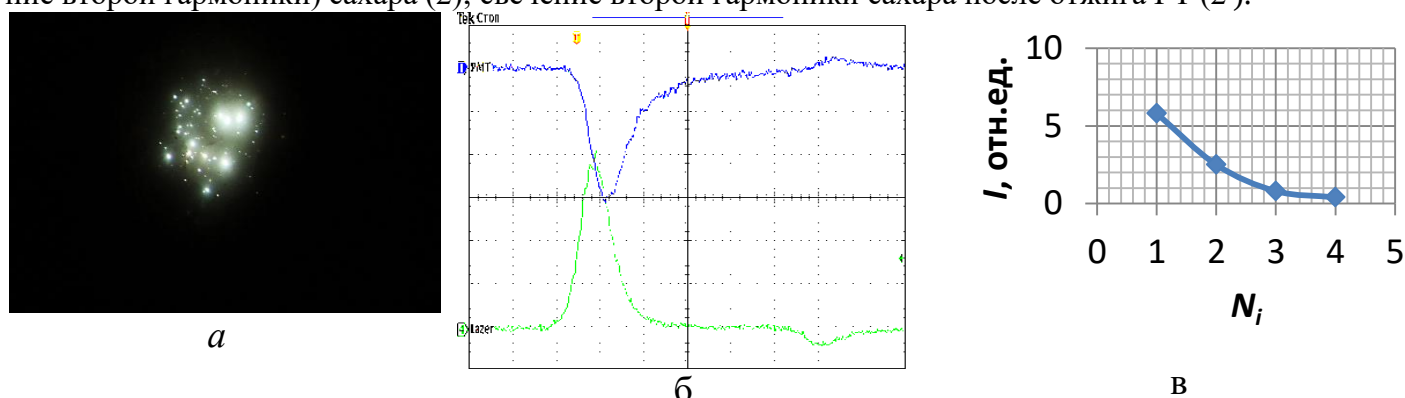


Рисунок 3.2. *а* – Фотография пространственного распределения «горячих точек» в тэне в первом импульсе облучения; *б* - осциллограммы свечения ГТ в тэне в первом импульсе облучения (вверху) и возбуждающего лазерного импульса (внизу); *в* – изменение интенсивности свечения ГТ в тэне в серии из 4-х последовательных импульсов возбуждения. Данные получены при $\lambda=1,06$ мкм, $H=3$ Дж/см². Цена большого деления на рисунке 3.2, *б* – 20 нс.

Анализ рисунка 3.1. показывает, что при $H < 10$ мДж/см² свечение образцов связано с локальными микропробоями, а при $H > 1$ Дж/см² – с макропробоем всей приповерхностной области. Обнаружено, что облучение «чистых» образцов тэна лазерным импульсом с $H = (0,5-3)$ Дж/см² сопровождается образованием ГТ, наблюдающихся на фоне менее интенсивного диффузного свечения (рис. 3.2, *а*). Типичная осциллограмма суммарного свечения ГТ, (верхняя осциллограмма) приведена на рисунке 3.2, *б*. Повторное облучение поверхности тэна серией последовательных импульсов приводит к уменьшению количества ГТ и интенсивности их свечения, т.е. к их «отжигу» (рис. 3.2, *в*). Увеличение H в диапазоне от 0,5 до 3 Дж/см², при облучении свежей (необлученной ранее) поверхности образца, приводит к возрастанию количества, интенсивности и длительности свечения ГТ в первом импульсе возбуждения.

Разрушения поверхности образцов тэна после облучения в данном диапазоне изменения H не обнаружено. При $H \sim 4$ Дж/см² в области расположения наиболее ярких

ГТ после облучения наблюдаются микрократеры размерами $\sim (300 - 100)$ мкм (рисунок 3.3, *а*).



Рисунок 3.3 – Морфология разрушений тэна при облучении однократным импульсом Nd – лазера с плотностью энергии $H = 4$ (*а*) и 6 Дж/см² (*б*) и свечения (*в*) при $H = 6$ Дж/см²

Увеличение плотности энергии ($H > 4$ Дж/см²) приводит к инициированию оптического макропробоя тэна, регистрируемого по свечению лазерного факела (рис. 3.3, *в*) и интенсивному звуковому сигналу («щелчку»). При $H \geq 6$ Дж/см² на поверхности образца возникает кратер, диаметр которого равен диаметру лазерного пучка (рис. 3.3, *б*). В спектрах свечения лазерного факела обнаружены линии щелочных металлов (Na, K). Эти же линии регистрировались и в спектрах свечения лазерной плазмы, образующейся при испарении конструктивных элементов металлического пресса, используемого для прессования образцов энергетических и инертных материалов. Для выяснения возможной роли химической реакции в формировании ГТ в тэне нами были изучены закономерности и особенности образования ГТ в прессованных (инертных) образцах сахара ($C_{12}H_{22}O_{11}$), теплофизические свойства которого близки к свойствам тэна. Установлено, что в «чистых» прессованных образцах сахара при $0,5 \leq H \leq 4$ Дж/см² наблюдаются те же закономерности образования и отжига ГТ, как и в «чистом» тэне (рис. 3.4).

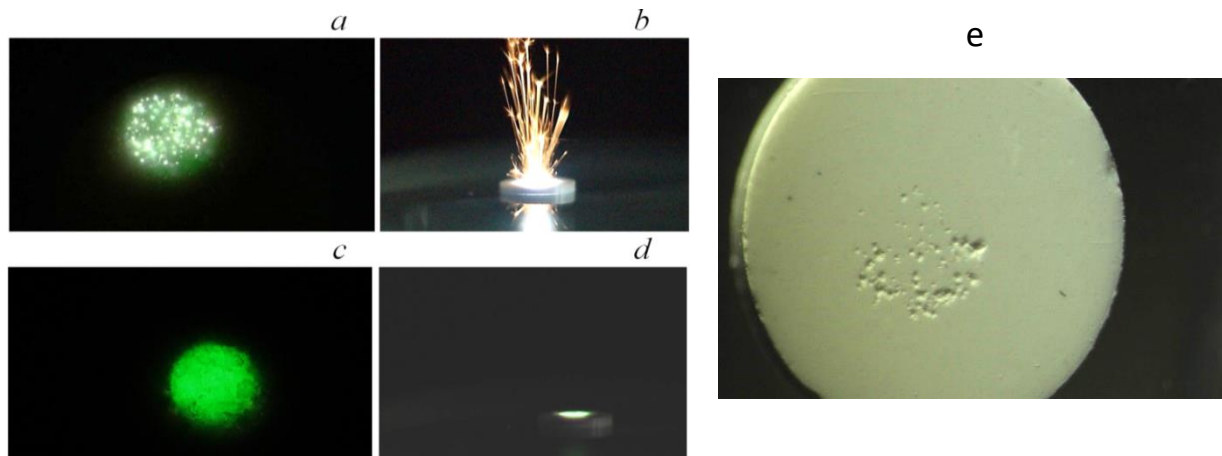


Рисунок 3.4 – Фотографии свечения и разрушения прессованного образца сахара при возбуждении первым (*а, б, е*) и восьмым (*с, д*) лазерными импульсами: *а, с, е* – вид со стороны возбуждаемой поверхности; *б, д* – с торца таблетки. $H = 4,0$ Дж/см²

Зависимости интенсивности «зеленого» и суммарного свечения сахара от H , измеренные с помощью ФЭУ, приведены, соответственно, на рисунке 3.5 (кр. 1 и 2). Видно, что порог образования микроплазм составляет ~ 10 мДж/см². Кинетика и спектр «зеленого» свечения при $H = 4$ Дж/см² представлены на рисунке 3.6, *а, б*. Нижняя осциллограмма представляет импульс генерации Nd – лазера. Видно, что «зеленое» свечение безынерционно относительно лазерного импульса, а его длительность на полувысоте составляет ~ 14 ns. Максимум «зеленого» свечения расположен в области ≈ 532 nm, соответствует спектру второй гармоники Nd – лазера, а полуширина линии излучения на

полувысоте составляет 1,5 нм и не превышает спектральное разрешение спектрометра. Осциллограмма суммарного свечения, регистрируемого ФЭУ в первом импульсе возбуждения (до «отжига» локальных микрозон свечения) при $H = 4$ Дж/см² приведена на рисунке 3.6, с - верхняя кривая.

Видно, что начало импульса свечения и его максимум сдвинуты по отношению к лазерному импульсу (рис. 3.6, с – нижняя кривая). Установлено, что при $H \sim (2,5 - 4)$ Дж/см² пространственное положение макрозон свечения совпадает с пространственным положением кратеров, фотографии которых регистрировались после каждого импульса возбуждения.

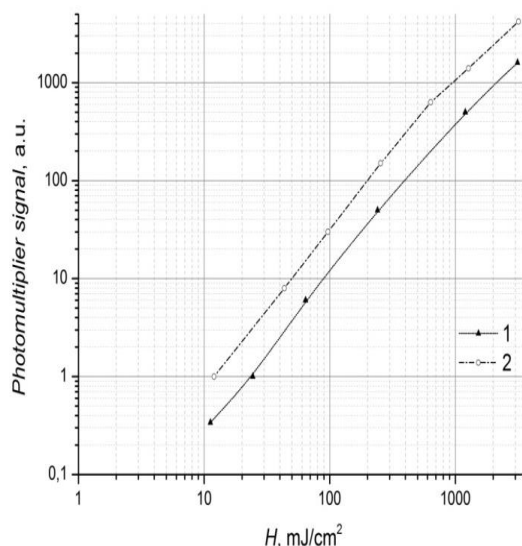


Рисунок 3.5 – Зависимости интенсивности «зеленого» (1) и суммарного (2) свечения сахара от плотности энергии лазерного излучения.

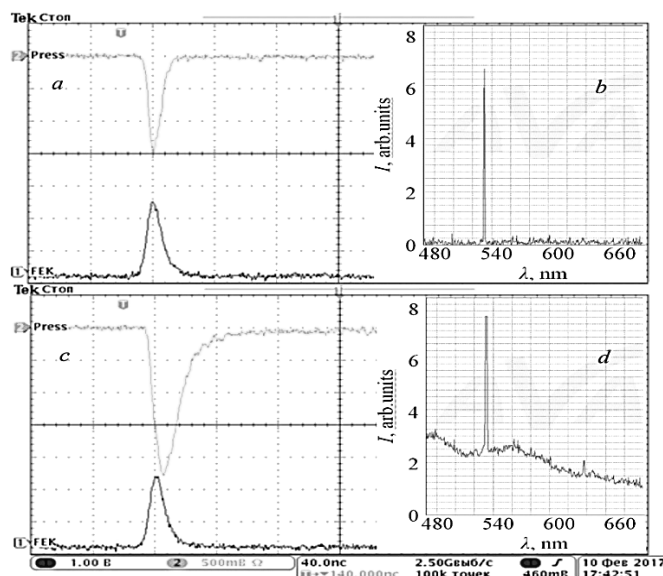


Рисунок 3.6 – Спектрально-кинетические характеристики свечения сахара возбуждаемого первой гармоникой Nd - лазера: (a, b) после отжига ГТ; (c, d) – до отжига ГТ, $H = 4,0$ Дж/см²

Образование и отжиг ГТ при возбуждении излучением Nd - лазера были исследованы в «чистых» прессованных образцах ПХА, MgO и ФТДО. Теплофизические характеристики MgO ($T_{\text{кип.}} = 2825$ С, $T_{\text{исп.}} = 3600$ С) сильно отличаются от таковых для тэна и сахара. Тем не менее в MgO наблюдаются такие же закономерности образования и отжига ГТ при тех же порогах их формирования, как в тэне, сахаре и ПХА.

На рисунке 3.7, а, б приведены фотографии свечения образца (тэн + 0,5% Al) зарегистрированные с торца таблетки. Видно, что уже при $H = 0,18$ Дж/см² регистрируется лазерный факел, который расширяется в окружающую атмосферу. С увеличением H до 2,4 Дж/см² длина лазерного факела и его размеры увеличиваются. В спектре свечения лазерного факела регистрируются линии атома Al I (308,2; 309,3; 394,4; 396,2 нм), что свидетельствует о высокой температуре в зоне облучения (температура испарения Al составляет 2720 К).

Для выяснения влияния размеров алюминиевых частиц на порог оптического пробоя алюминий-содержащих материалов, были измерены пороговые и спектрально-кинетические характеристики лазерной плазмы, возникающей при возбуждении Nd – лазером прессованных порошков микро - АСД-1 (80 мкм), и нанодисперсного алюминия ALEX (140 нм) и их смесей с ПХА (100 мкм). Было установлено, что амплитудные, спектральные, кинетические и динамические характеристики лазерной плазмы существенно зависят от размера частиц, давления окружающей среды и плотности энергии

лазерного излучения. В суммарном (за импульс) эмиссионном спектре свечения лазерной плазмы в алюминий содержащих образцах, при их возбуждении лазерным излучением в атмосферном воздухе, регистрируются атомарные линии Al I (308,2; 309,3; 394,4; 396,2 нм), полосы молекулы AlO (473,2; 488,1; 515,4 и 545,6 нм) и атомные линии щелочных металлов: Na I (588,9; 589,6 нм), Li I (670,8 нм), K I (766,5; 769,5 нм).

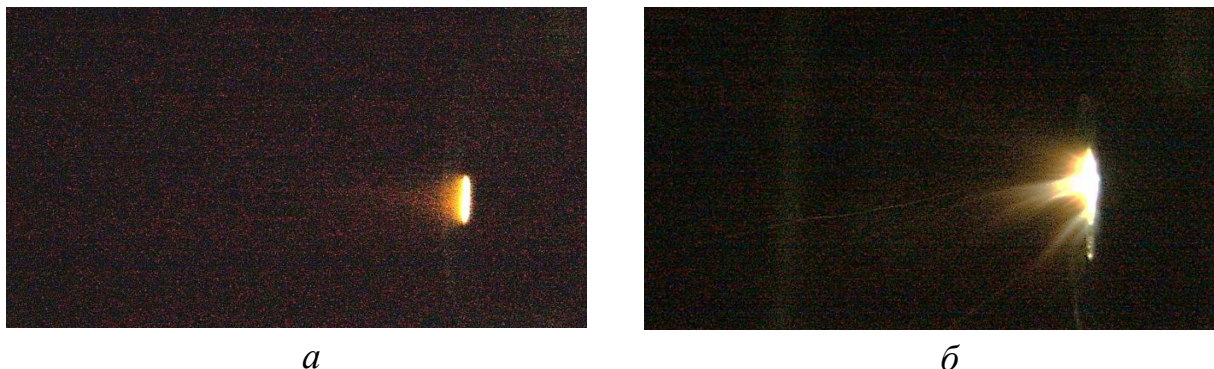


Рисунок 3.7 – Фотографии свечения лазерного факела, образующегося на поверхности прессованного образца тэн + 0,5% Al (ALEX) в момент воздействия излучения Nd – лазера (1064 нм, 14 нс) с плотностями энергии $H = 0,18$ и $2,4$ Дж/см², соответственно.

Совокупность полученных экспериментальных данных (неоднородная «точечная» структура свечения поверхности, задержка начала свечения ГТ относительно лазерного импульса, увеличение длительности свечения при увеличении плотности энергии лазерного излучения, эффект «отжига») позволяет сделать следующие выводы. Причиной образования ГТ в образцах «чистого» тэна и ПХА, и в «чистых» инертных материалах (сахар, MgO), является низкопороговый оптический пробой (НОП), развивающийся на фронте возбуждающего лазерного импульса в локальных (дефектных) областях твердых тел. Локализация энергии лазерного излучения в исследованных энергетических и инертных материалах происходит на поглощающих оптических неоднородностях, роль которых выполняют нано- и микрочастицы алюминия (или углерода), специально введенные в исследуемые материалы или металлические частицы пресс-формы, которые попадают в приповерхностную область «чистых» образцов при их прессовании или собственные углеродные кластеры, образующиеся в тэне во время синтеза. Пороги оптического пробоя, регистрируемые визуально и фотографически по появлению свечения микроплазм в «чистых» прессованных образцах тэна и в инертных материалах (сахар, MgO) составляют $(0,5 - 1)$ Дж/см². Для прессованных образцов нанодисперсного алюминия и его смеси (ПХА+Al) в соотношении 60/40 порог оптического пробоя, регистрируемый фотографическим методом по свечению ПЛП, составляет $\sim 0,04$ Дж/см².

В целях проверки гипотезы о едином «электрическом» механизме инициирования энергетических материалов лазерным излучением и электронным пучком, проведен анализ процессов локализации и кумуляции энергии сильноточечных электронных пучков (СЭП), как в инертных диэлектриках, так и в иницирующих и бризантных ЭМ. Согласно исследованиям [Лисицын В.М., Олешко В.И., ПЖТФ 1983, Лисицын В.М., Олешко В.И., Штанько В.Ф. ЖТФ, 1985] при облучении диэлектриков СЭП часть энергии пучка идет на ионизационные потери, гомогенно распределенные в области торможения электронов, а часть ~ 10 -20% преобразуется в энергию электрического поля, нейтрализация которого осуществляется сверхзвуковыми стримерными разрядами. В результате процесса кумуляции энергии СЭП объемная плотность энергии в стримерных каналах в диэлектриках составляет $\sim 10^4$ Дж/см³, а давление достигает $\sim 10^{10}$ Па, что

приводит к дроблению и пластической деформации кристаллов. Монокристаллы бризантного ЭМ (тэна) и инертного материала - полиметилметакрилат (ПММА) имеют минимальные (по сравнению с другими диэлектриками) пороги электрического пробоя, инициируемого СЭП: $H_{тэн} \sim 0,1 \text{ Дж/см}^2$ и $H_{ПММА} \sim 0,2 \text{ Дж/см}^2$, соответственно.

Анализ результатов исследований закономерностей образования ГТ в энергетических и инертных материалах под действием лазерных и электронных пучков подтверждают гипотезу о едином «электрическом» механизме инициирования энергетических материалов лазерными и электронными пучками. Воздействие лазерных и сильноточных электронных пучков на энергетические материалы АТМ, тэн, ФТДО приводит к развитию фундаментального физического процесса – оптического (электрического) пробоя.

В четвертой главе исследованы оптические характеристики исследуемых веществ, включая коэффициенты диффузного отражения и пропускания прессованных образцов, пространственную освещенность в их объеме, связь пространственной освещенности с поверхностной, задаваемой лазерным пучком, с его размером и коэффициентом диффузного отражения.

Коэффициенты диффузного отражения ρ_d измерялись с помощью фотометрического шара на длине волны 1060 нм при длительности ЛИ 1 мс. Значения ρ_d необходимы для тестирования численных расчетов светового режима в объеме образцов. Показано, что ρ_d зависит от дисперсности и толщины образцов, их плотности (давления прессования), от концентрации поглощающих добавок. Некоторые данные ρ_d для различных ЭМ приведены в табл. 4.1. Установлено, что ρ_d уменьшается с уменьшением толщины образца h , увеличением давления прессования, увеличением концентрации добавок, уменьшением дисперсности. Исключение составляет смесь ПХА+Al у которой наблюдается рост ρ_d с увеличением давления прессования. Дано объяснение результатов, основываясь на закономерностях светорассеяния в объеме образцов.

Таблица 4.1. Экспериментальные значения ρ_d тэна при различных давлениях прессования P и различных концентрациях поглощающих наноразмерных добавок γ в весовых процентах.

$\gamma, \%$	$P = 2,5 \cdot 10^7 \text{ Па}$		$P = 10^8 \text{ Па}$		$P = 4 \cdot 10^7 \text{ Па}$	
	Al	C	Al	C	Al	C
0,0	0,96	0,96	0,75	0,75	0,6	0,6
0,033	0,87	0,65	0,74	0,48	0,55	0,4
0,11	0,69	0,4	0,5	0,28	0,31	0,24
0,33	0,43	0,27	0,32	0,16	0,2	0,12
0,5	0,36	0,22	0,28	0,13	0,17	0,1
0,66	0,33	0,2	0,25	0,12	0,16	0,09
1,0	0,29	0,17	0,22	0,09	0,14	0,05

В частности, уменьшение ρ_d с увеличением давления прессования и концентрации примесей связывается с изменением индикатрисы рассеяния и увеличением показателя поглощения элементарного объема.

Пространственная освещенность в объеме образцов при лазерном облучении. Численное моделирование и расчет светового режима в объеме ЭМ проведено методом имитационного моделирования (методом Монте-Карло). При разработке алгоритмов Монте-Карло за основу взяты методы и подходы, изложенные в [Александров Е.И., Ципилев В.П., 1988] для полубесконечного слоя АТМ.

В настоящей работе подходы Александрова Е.И. и Ципилева В.П. развиты применительно к прессованным таблеткам различной толщины таких энергетических материалов, как АТМ, смесевые составы перхлората аммония с алюминием (ПХА + Al), фуразанотетразиндиоксид (ФТДО), тетранитрат пентаэритрита (тэна). Во всех случаях образцы представляют собой диффузно рассеивающие среды (ДРС) с плотной упаковкой рассеивателей.

Суть имитационного моделирования рассеяния фотонов (квантов) рассеивающей средой заключается в следующем. Падающий на границу раздела поток лазерного излучения представляется потоком квантов, создающих в объеме среды пространственную освещенность E_0 в соответствии с выражением:

$$E_0 = n_0 \cdot C \cdot h\nu, \quad (4.1)$$

где n_0 – концентрация квантов в среде с показателем преломления N_0 ; C – скорость света в среде; $h\nu$ – энергия кванта.

Алгоритм расчета E_0 заключается в подсчете количества следов (или треков), оставленных прямыми (не рассеянными) и рассеянными фотонами в тонком слое ΔZ ($\Delta Z \ll \tau$) на глубине Z от поверхности, где $\tau = 1/(\mu + \beta)$ – средняя длина пробега фотона.

Для решения задачи нахождения коэффициента связи между E_0 и освещенностью поверхности E_n , задаваемой падающим направленным пучком, $F_0(z, r) = E_0 / E_n$, разработаны 3 типа алгоритмов моделирования.

В первом методе падающий поток представляется бесконечно тонким пучком лучей, т. е. фотоны пересекают поверхность в одной точке с координатами $x_0 = 0, y_0 = 0$. В этом случае коэффициент связи $F_0(z, r)$ в среде на оси пучка можно представить в виде интеграл-свертки отдельно для каждого k -го слоя и радиуса падающего пучка r_0 . В простейшем случае однородного пучка и $\Delta Z = h_z \tau$ ($h_z < 1$),

$$F_0(k, r_0) = \sum_0^{r_0} r_j(k, r) / N_n(0)(1 - \exp(-\mu h_z \tau)), \quad (4.2)$$

где r_j – координата j -го следа фотона, которая находится из выражения $r_j^2 = x_j^2 + y_j^2$; r – текущий радиус; $N_n(0)$ – число прямых следов при $k = 1$.

Второй способ моделирования использован в качестве контрольного. Суть его в том, что на поверхности образца формируется пучок фотонов, однородно распределенных по радиусу ($0 < r_0 < \infty$). В данном случае алгоритм моделирования проводится в соответствии с (4.2) без использования интеграл-свертки, т.е. методически упрощается, но приводит к повышению временных затрат.

Третий способ использован для широкого пучка ($r_0 \rightarrow \infty$) и идеально прозрачной среды. При этом алгоритм определения пространственной освещенности в приповерхностном слое ($z \rightarrow 0$) значительно упрощается. В этом методе складываются потоки, отраженные от границы раздела «среда-воздух» с коэффициентом френелевского отражения $\rho_\phi(\alpha)$, где α – угол падения луча на границу раздела сред. В этом случае коэффициент повышения освещенности находится из выражения

$$F_0(0, \infty) = 4(1 + \rho_\phi(\alpha) + \rho_\phi^2 + \rho_\phi^3 + \dots + \rho_\phi^m), \quad (4.3)$$

где m – количество членов убывающего ряда.

Некоторые результаты расчетов. Расчеты коэффициента диффузного отражения от полубесконечного слоя ρ_∞ (толщина слоя $h \gg \tau$) порошков различных ЭМ проведены в зависимости от альбедо выживания фотона $\Delta = \beta / (\mu + \beta)$. Этот факт дает дополнительную информацию для оценки параметров элементарного объема ДРС и поз-

воляет связывать величину пространственной освещенности E_0 с легко измеряемым параметром ρ_∞ . Подтверждено, что E_0 в среде с коэффициентом диффузного отражения $\rho_\infty = 1$ (идеальная среда) и показателем преломления N_0 в условиях облучения широким пучком ($r_0 \gg \tau$) может превышать поверхностную E_n (Александров Е.И. и др., Изв. Вузов. Физика.1988) в

$$F_0^{max} = E_0^{max}/E_n = 16 N_0^3/(N_0 + 1)^2 \text{ крат.} \quad (4.4)$$

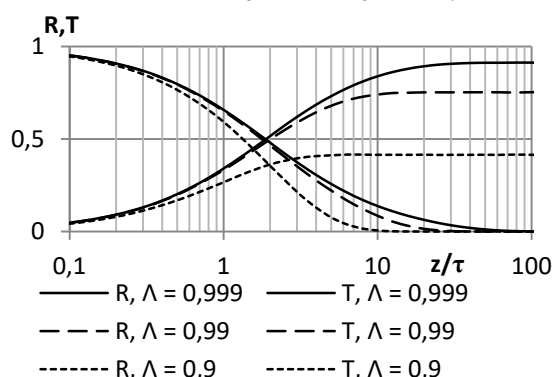


Рисунок. 4.1. Зависимость коэффициентов диффузного отражения ρ_δ и пропускания T тэна ($N_0=1,47$) от толщины слоя Z при различных альбедах $\Delta = \beta / (\mu + \beta)$. Индикатриса рассеяния сферическая – ($\chi = 1$).

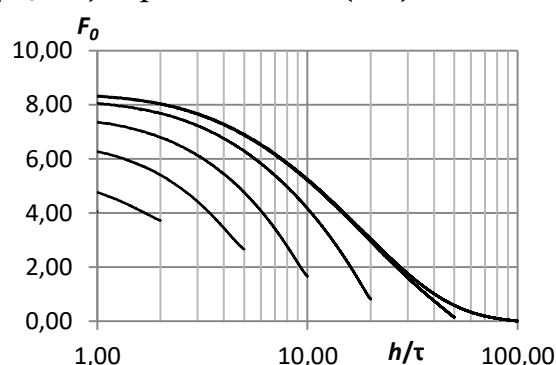


Рисунок. 4.2. Распределение F_0 по глубине слоев тэна конечной толщины h/τ при показателе преломления $N_0 = 1,47$. Обрывы кривых на определенных глубинах соответствуют разным толщинам слоев h . $\Delta = 0,999$.

На рисунке 4.1 приведены расчетные зависимости коэффициентов отражения ρ_δ и пропускания T от толщины слоя образцов тэна. На рисунке 4.2 показано распределение пространственной освещенности по глубине слоев различной толщины. Видно, что уровень освещенности тем меньше, чем тоньше слой порошка, однако это уменьшение не такое резкое, как следовало ожидать.

Таблица 4.2. Расчетные значения F_{0max} тэна при различных давлениях прессования P и различных концентрациях поглощающих наноразмерных добавок γ в весовых процентах.

$\gamma, \%$	$P=2,5 \cdot 10^7 \text{ Па}$		$P=10^8 \text{ Па}$		$P=2 \cdot 10^8 \text{ Па}$		$P=4 \cdot 10^8 \text{ Па}$	
	Al	C	Al	C	Al	C	Al	C
0,0	10,5	10,5	10,5	10,5	9,2	9,2	7,6	7,6
0,05	10	6,6	8,2	4,4	7,0	3,8	5,4	3,2
0,11	8,8	4,8	6,0	3,2	4,8	3,0	3,5	2,8
0,25	5,9	3,5	4,2	2,0	3,0	1,8	2,4	1,6
0,53	5,2	3,0	3,6	1,8	2,8	1,6	2,2	1,4
0,5	4,2	2,4	3,0	1,6	2,5	1,5	1,8	1,4
0,66	3,8	2,2	2,7	1,4	2,2	1,35	1,8	1,3
1,0	3,4	1,8	2,4	1,4	1,8	1,25	1,6	1,2

На основе расчётных данных выявлена связь между пространственной освещенностью и концентрацией примесей при различных давлениях прессования образцов (табл. 4.2) и размерах лазерного пучка (табл. 4.3, рис. 4.4) для слоев различной толщины h (рис. 4.5).

В результате расчетов получены зависимости коэффициента диффузного отражения R_δ от выживаемости кванта для слоев различной толщины, выживаемости кванта и коэффициента диффузного отражения от концентрации поглощающих наноразмерных добавок (сажных частиц). Установлена важная зависимость в виде связи между коэффициентом диффузного отражения и пространственной освещенностью в глубине объ-

екта (рис. 4.3). Кроме того, рассчитано распределение пространственной освещенности в радиальном направлении r , в том числе за пределами пучка.

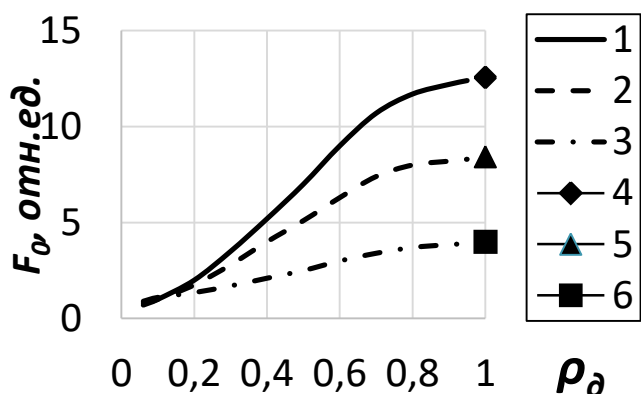


Рисунок 4.3. Расчетная зависимость коэффициента связи F_{max} от коэффициента диффузного отражения ρ_d для полубесконечного диффузно рассеивающего слоя. $F_{max} = E_0 / E_n$. Радиус пучка $r_0 = 100 \tau$, толщина слоя $h = 100 \tau$. $\Delta = 0,9999$. 1 – азид свинца ($N_0 = 1,85$); 2 – тэн ($N_0 = 1,47$); 3 – модельная среда ($N_0 = 1,0$). 4, 5, 6 – значения F_{max} , полученные по (4.5) для $\rho_d \rightarrow 1$.

Таким образом, зная коэффициент диффузного отражения – этот легко экспериментально измеряемый параметр – можно также легко оценить (с учетом полученных зависимостей) величину пространственной освещенности в объеме среды и, соответственно, результат лазерного воздействия (например, нагрев поглощающих центров, нагрев матрицы и пр.).

Показано, что при оценке температуры нагрева включений, а также температуры разогрева матрицы ЭМ при различной концентрации добавок, необходимо учитывать относительное сечение поглощения частичек $k(\lambda_0, R_0, N_0, N_0)$ и коэффициент увеличения освещенности $F_{0max}(R_0, h, \gamma)$ в окрестности поглощающего центра. Так, при воздействии на поверхность толстой ($h/\tau > 100$) таблетки чистого тэна пучком неодимового лазера ($\lambda_0 = 1064$ нм; $\tau_u = 10$ нс) температура одиночного сажного включения T_c в адиабатических условиях нагрева:

$$T_c \sim T_n + 3HkF_0/4c_1\rho_1R_0, \quad (4.6)$$

где H – плотность энергии лазерного импульса; $c_1\rho_1$ – удельная теплоемкость частицы; R_0 – радиус частички. При $H = 1$ Дж/см²; $k = 1,5$; $F_{max} = 8,4$ и $R_0 = 100$ нм температура микроочага, так называемой «горячей точки» (ГТ), в максимуме освещенности (в приповерхностном слое) может достигать $T \sim 6,3 \cdot 10^5$ К. При плотностях энергий 0,1 и 0,01 Дж/см² температура нагрева ГТ достигает $6,3 \cdot 10^4$ К и $6,3 \cdot 10^3$ К соответственно.

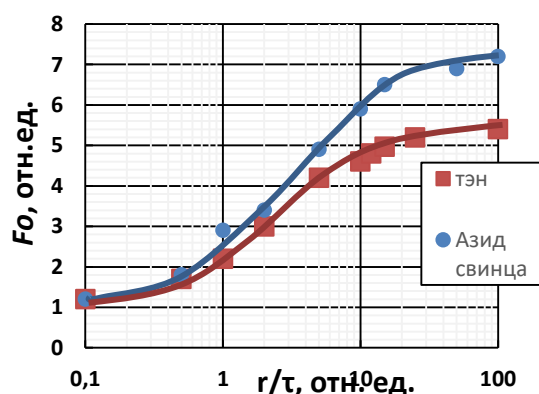


Рисунок 4.4. Расчетная зависимость коэффициента F_0 от радиуса лазерного пучка для порошков ЭМ. Красная кривая относится к тэну, синяя – к азиду свинца.

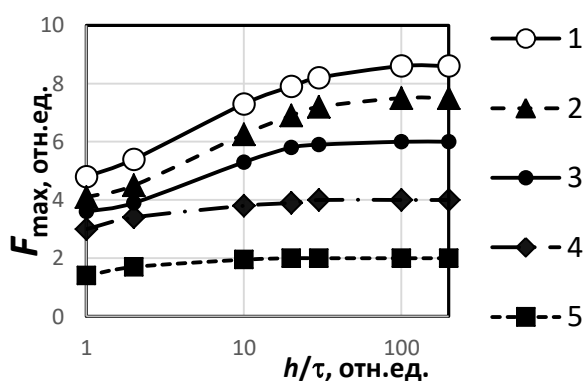


Рисунок 4.5. Зависимость относительной освещенности $F_0^{max} = E_0/E_n$ от толщины таблетки h для тэна с различной концентрацией γ добавок ультрадисперсной сажи. $C = 0,0\%$ (1); $C = 0,1\%$ (2); $C = 0,5\%$ (3); $C = 1\%$ (4); $C = 2\%$ (5). Радиус пучка $r_0 = 100\tau$. $P = 250$ кгс/см².

Таблица 4.3. Расчетные данные значений $F_0(r)$ для тэна.

r_0/τ	Метод воздействия пучком радиуса r_0	Метод точечного воздействия бесконечно узким пучком	Метод сложения потоков ($r_0 \rightarrow \infty$)
0,1	1,2	1	
0,5	1,7	1,11	
1	2,2	1,6	
2	3	3	
5	4,2	6,2	
10	4,6	9,4	
12	4,8	10,5	
15	4,97	11	
25	5,2	11,3	
∞	5,4	12	6,4

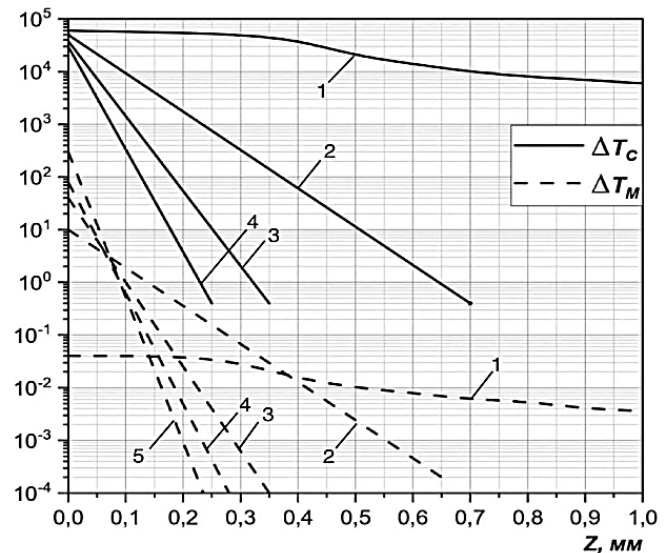


Рисунок 4.6. Расчетная зависимость температуры нагрева сажных включений ΔT_c (1,2,3,4) и температуры нагрева матрицы тэна ΔT_m (1',2',3',4',5') от весового % сажных добавок γ . Длина волны ЛИ $\lambda_0 = 1064$ нм; толщина слоя $h \rightarrow \infty$; радиус лазерного пучка $r_0 \rightarrow \infty$. Относительное сечение поглощения частицы $k=1,5$. a, b – температура в приповерхностном слое; v – распределение температур по глубине z . Весовой процент сажных добавок $\gamma = 0,0\%C$ (1, 1'); $0,1\%C$ (2, 2'); $0,5\%C$ (3, 3'); $1\%C$ (4, 4'); $10\%C$ (5').

При введении сажных добавок с концентрацией 1% температура включения T_c уменьшается более, чем в 2 раза. При этом температура разогрева матрицы T_m тэна, определяемая как:

$$T_m \sim T_n + \mu H F_0 / c_2 \rho_2, \quad (4.7)$$

где μ – показатель поглощения ($\mu = k \pi R_0^2 n$); $c_2 \rho_2$ – удельная теплоемкость ЭМ; n – концентрация частичек ($n = 3 \cdot 10^{-2} \rho_2 \gamma / 4 \rho_1 \pi R_0^3$); γ – весовой процент добавок, возрастает, а температура ГТ падает. В том и другом случае температура нагрева уменьшается с глубиной z (рис. 4.6).

Таким образом, для всех ЭМ наблюдаются общие закономерности: – значение F_0 нарастает с увеличением размера лазерного пучка на поверхности таблетки, с увеличением показателя преломления матрицы материала, с ростом толщины слоя h ; величина F_0 уменьшается с ростом концентрации поглощающих добавок, с уменьшением толщины таблетки и увеличением давления прессования (плотности вещества).

В пятой главе дано описание влияния различных параметров лазерного пучка на энергетические пороги инициирования (ЭПИ). Изложены экспериментальные результаты по измерениям ЭПИ в зависимости от длины волны ЛИ, давления прессования (или давления прижатия входного окна), размера лазерного пучка на поверхности образца, длительности ЛИ для некоторых ЭМ (АТМ, тэн, ФТДО, ПХА+АI).

Влияние длины волны излучения. Значения пороговой плотности энергии H_{05} на различных длинах волн, соответствующих излучению CO_2 -лазера (10600 нм), эксимерного лазера (308 нм) и 4-м гармоникам неодимового лазера (1064; 532; 354,7 и 266 нм), приведены на рисунке 5.1, а также в таблице 5.1. В этих опытах диаметр лазерного пучка на поверхности образца составлял 1 мм. Длительности импульсов различных используемых лазеров различались незначительно (от 10 до 20 нс). Давления прессования (открытая поверхность) и прижатия входного окна (закрытая поверхность, всестороннее сжатие) составляли $4 \cdot 10^8$ Н/м².

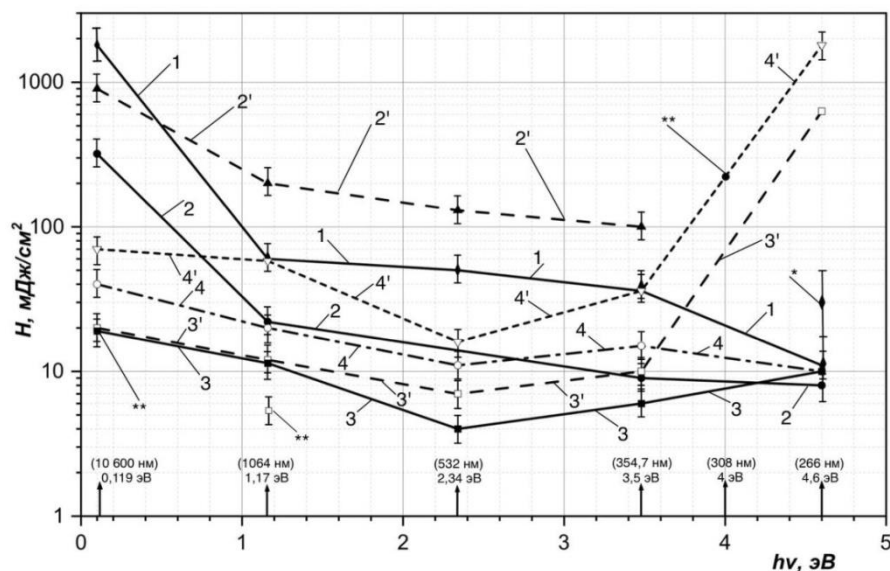


Рисунок 5.1. Энергетические пороги H_{05} инициирования ЭМ (прессованные порошки) на различных длинах волн ЛИ. 1 – тэн с закрытой поверхности (точки, полученные автором, а также Ципилевым В.П. и др., Изв. ТПУ, 2010); 2, 2' – ФТДО с открытой и закрытой поверхности соответственно. 3, 3' – азид свинца при инициировании с открытой и закрытой поверхности [Лисицын В.М. и др. ФГВ, 2011]; 4, 4' – азид серебра. *, ** – точки, полученные автором на иных установках (CO_2 – лазер, эксимерный лазер). Диапазон давлений $P = 400\text{-}600$ Мпа.

Из рисунка 5.1 видно, что поведение ЭМ различных типов неодинаково, однако можно выделить общие закономерности, присущие исследуемым ЭМ. Прежде всего к ним относится то, что чувствительность ЭМ всех типов повышается, если облучаемую поверхность накрыть прозрачным диэлектриком с давлением прижатия, превышающим предел прочности материала. В условиях закрытой поверхности общей закономерностью является увеличение чувствительности с уменьшением длины волны ЛИ. При этом форма, размеры и теплосодержание очагов ($\omega = H_{05} \cdot \mu$) различных образцов могут значительно отличаться.

Таблица 5.1. Значения порогов инициирования ЭМ образцов под прикрытием H_{05} , характерных размеров тепловых очагов R_0 и их удельного теплосодержания ω .

Длина волны λ_0 , мкм/ длительность импульса, нс		10600/20	1064/ 10	266/ 10
Тип ЭМ, параметры				
тэн	$H_{0,5}$, МДж/см ²	1800	50	15
	R_0 , см	10^{-3}	10^{-5}	$2,5 \cdot 10^{-6}$
	ω , Дж/см ³	1800	50000	6000
ФТДО	$H_{0,5}$, МДж/см ²	40	20	8
	R_0 , см	10^{-3}	10^{-5}	$2 \cdot 10^{-6}$
	ω , Дж/см ³	40	$8 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$
PbN ₆	$H_{0,5}$, МДж/см ²	20	12	10
	R_0 , см	10^{-3}	10^{-5}	10^{-5}
	ω , Дж/см ³	1600	2900	2500
Форма очага		Плоский (тэн, ФТДО), Сфера (PbN ₆)	Сфера	Плоский
Показатель поглощения μ , см ⁻¹		10^3	10^4	10^5

В условиях воздействия на открытую поверхность в поведении ЭМ наблюдаются большие различия и особенности. Так, тэн не удастся инициировать ни на одной из

длин волн при плотностях энергии, предельно достижимых на исследовательском стенде при данных размерах лазерного пучка (1 мм). ФТДО инициируется на всех длинах волн, кроме 266 нм.

Кинетика процесса взрывного разложения отображена на осциллограммах (рис. 5.2). Видно, что самые малые задержки инициирования характерны для АТМ (десятки нс), самые большие – для тэна (десятки мкс). В любом случае с увеличением уровня лазерного воздействия задержка инициирования уменьшается, что характерно для тепловой природы возникновения и развития процесса взрывного разложения.

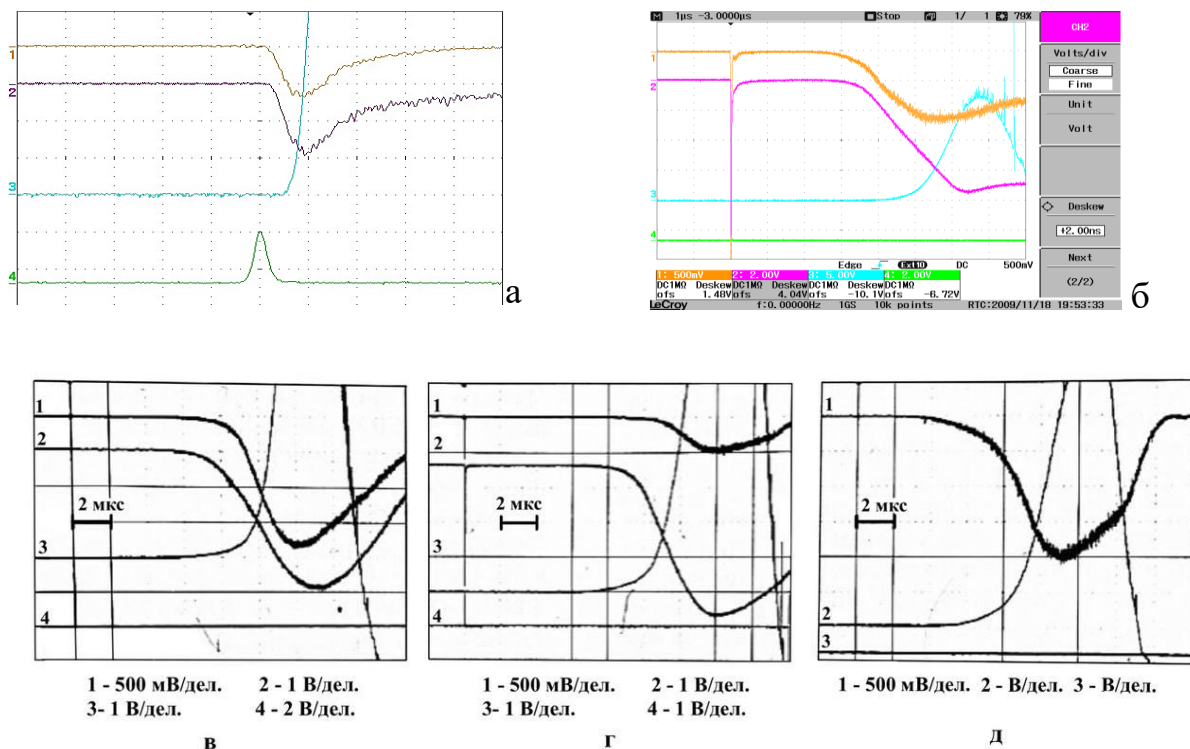


Рисунок 5.2. Типичные осциллограммы свечения и акустического отклика взрывного разложения ЭМ. а – азид свинца при воздействии на длине волн $\lambda_0 = 1064$ нм (цена деления 100 нс); б – ФТДО на $\lambda_0 = 532$ нм (цена деления 1 мкс; в, г, д – тэн на $\lambda_0 = 1064$ нм, 532 нм и 266 нм соответственно [(Ципилев В.П. и др., Изв. ТПУ, 2010)]. 1 – сигнал фотодетектора с облученного ЛИ участка образца (сигнал зонного ФЭУ); 2 – сигнал ФЭУ панорамного обзора; 3 – сигнал акустического (ударно-волнового) датчика; 4 – временное положение и форма ЛИ (репер).

Показано, что наблюдаемое сложное поведение ЭМ легко описывается с позиций тепловой очаговой теории зажигания (инициирования) внешним импульсом. Согласно этим представлениям реакционная способность очага при воздействии внешним импульсом определяется запасом тепла в очаге, его размером, временем нагрева и характерным временем релаксационных процессов. Так, высокие пороги инициирования газифицирующихся ЭМ с открытой поверхности (тэн, ФТДО), а также резкое повышение порогов инициирования АТМ при воздействии в УФ-области связано с тем, что время газодинамической разгрузки очагов гораздо меньше длительности ЛИ. При этом в газифицирующихся ЭМ это происходит за счет резкого увеличения газодинамической разгрузки микроочага на стадии газификации, предшествующей стадии быстрого химического разложения. В твердофазных ЭМ это повышение выражено значительно меньше, поскольку разгрузка очагов происходит на стадии расширения и разлета продуктов разложения. В условиях малых времен нагрева и воздействия на закрытую поверхность реакционная способность очагов лимитируется параметром (критерием)

Франк-Каменецкого [Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике, 1967]:

$$\delta = QEr^2 k \exp(-E/RT)/\lambda RT^2 \geq \delta_{кр}, \quad (5.1)$$

где Q – тепловой эффект реакции; E – энергия активации; r – размер очага; T – температура очага; λ – коэффициент теплопроводности; R – универсальная газовая постоянная.

Таким образом, общие закономерности и особенности поведения исследуемых ЭМ могут быть описаны в рамках тепловой микроочаговой модели инициирования, согласно которой тепловые реакционно способные очаги возникают или в результате прямого нагрева матрицы ЭМ (ИК и УФ- области спектра) или в результате локализации энергии ЛИ на оптических неоднородностях (нагрев, оптический пробой) с образованием ГТ (область прозрачности ЭМ). Кинетические характеристики процесса взрывчатого разложения подтверждают сделанный вывод.

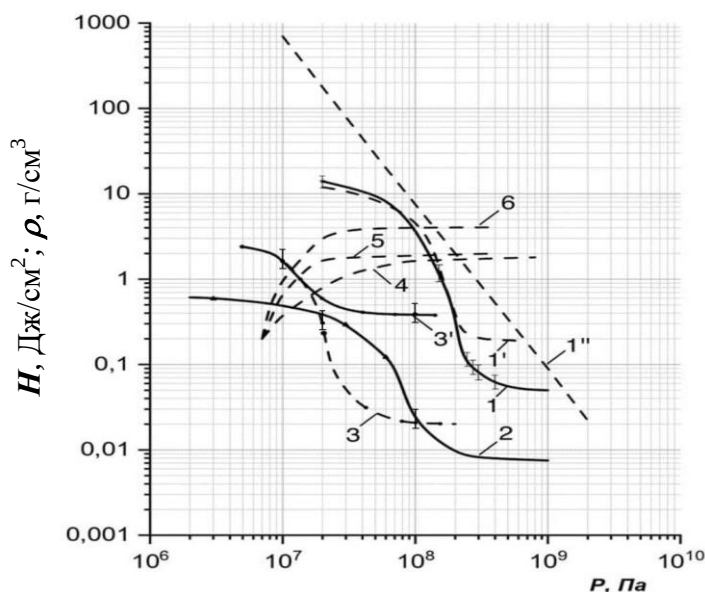


Рисунок 5.3. Зависимость пороговой плотности энергии инициирования H_{05} (кривые 1, 2, 3) и плотности вещества ρ (кривые 4, 5, 6) от давления прижатия входного окна P для ЭМ различных типов. 1 – тэн дисперсностью 6000 см²/г; 1' – тэн [Ципилев В.П., Кемерово, 2001]; 1'' – [Карабанов Ю.Ф., Боболев В.К., Черноголовка, 1977]; 2 – азид свинца [Александров Е.И. и др., ФГВ, 1982]; 3 – ФТДО (закрытая поверхность); 3' – ФТДО (открытая поверхность); 4, 5, 6 – тэн, ФТДО и азид свинца соответственно.

Влияние давления прессования и давления всестороннего сжатия порошков ЭМ. В данной серии опытов инициирование проводилось в условиях закрытой поверхности. С этой целью порошки АТМ, ФТДО и тэна засыпались в прессформу с прозрачным входным окном, устанавливались в гидравлический пресс и прижимались к входному окну с различным усилием, чем достигались условия всестороннего сжатия. При этом при максимальном сжатии ($P = 10^9$ Па) толщина слоя ЭМ составляла ~ 1 мм. Облучение проводилось на первой гармонике излучения неодимового лазера ($\lambda_0 = 1064$ нм), т.е. в области прозрачности матрицы всех типов ЭМ. В качестве входных окон использовались стеклянные пластинки толщиной 10 мм. На рисунке 5.3 представлены некоторые результаты опытов данной серии в виде зависимостей порогов инициирования от давления прижатия входного окна, а также для сравнения приведены подобные зависимости, полученные другими авторами на различных временных этапах исследований.

В ходе зависимостей просматривается общая закономерность. Так, для всех типов ЭМ с ростом давления всестороннего сжатия чувствительность к лазерному воздействию увеличивается. Причем в области низких давлений ($3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$ Па) рост чувствительности медленный, в области средних ($3 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^8$ Па) чувствительность резко повышается, а в области высоких ($> 10^8$ Па) выходит на низкопороговое плато. В то же время область давлений, в которой происходит резкое снижение порога, для каждого ЭМ несколько различаются.

К особенностям поведения следует отнести то, что в газифицирующихся ЭМ (тэн, ФТДО) в отличие от АТМ при малых давлениях прижатия прозрачного входного окна возможна газодинамическая разгрузка ГТ через границу раздела «поверхность – стекло». С увеличением давления прижатия ее роль снижается и при достижении предела прочности матрицы основное влияние оказывает разгрузка в остаточные поры. Эта особенность отражается на поведении кривых при иницировании тэна и ФТДО в области малых давлений прижатия защитного стекла. Кинетика развития взрывного разложения при различных давлениях всестороннего сжатия приведена на рисунке 5.4. Большие различия в задержках взрывного разложения при малых и больших давлениях сжатия образцов связаны с огромными различиями в энергетических порогах иницирования и, следовательно, с большими различиями в начальных температурах тепловых микроочагов и различиями в условиях газодинамической разгрузки.

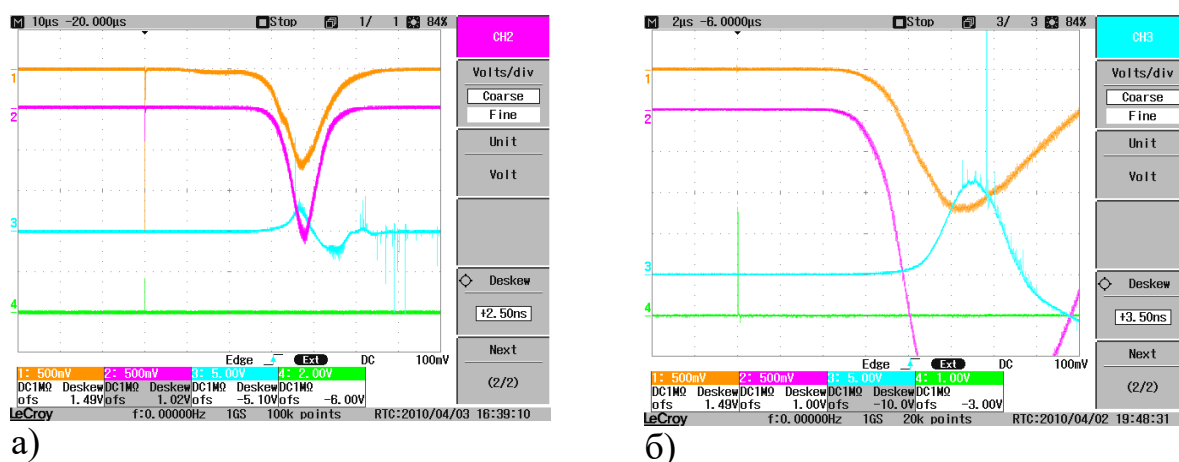


Рисунок 5.4. Типичные осциллограммы процесса развития взрывного разложения тэна при различных давлениях сжатия. а – $P_{сж} = 40$ МПа, цена деления 10 мкс; б – $P_{сж} = 600$ МПа, цена деления 2 мкс. 1 – лазерный импульс; 2 – сигнал фотодетектора из области воздействия (зонный ФЭУ); 3 – сигнал фотодетектора при панорамном обзоре; 4 – акустический отклик. $H_{05} = 1,5$ Дж/см².

Таким образом, результаты поведенных экспериментов, а также результаты исследований других авторов по влиянию давления всестороннего сжатия порошков ЭМ на их чувствительность к лазерному импульсному воздействию полностью описываются в рамках тепловой микроочаговой теории зажигания. Следует отметить, что результаты Карабанова и Боболева (см. кривую 1'' рис. 5.3) несколько отличаются от полученных нами, однако не противоречат изложенным выше представлениям.

Размерные эффекты при лазерном импульсном иницировании. Экспериментально показано, что критическая плотность энергии H_{05} зависит от размера (диаметра d_n) лазерного пучка на поверхности ЭМ. Приведены результаты испытаний АТМ, тэна дисперсностью 6000 см²/г при облучении на длине волны 1060 нм (область прозрачности матрицы ЭМ), а также ФТДО на длине волны 266 нм (область собственного поглощения). При этом размер пучка изменялся от 10 мкм до 10 мм, т.е. на три порядка величины. Некоторые значения порогов для тэна приведены в табл.5.3. Размерные зависимости в наносекундной области длительностей воздействующего ЛИ приведены на рисунке 5.5. Здесь кривые 1 и 1' получены для тэна дисперсностью 6000 см²/г при давлении прижатия входного окна $5 \cdot 10^8$ Н/м². При уменьшении размера пучка от 3 мм до 10 мкм H_{05} увеличивается более чем на 2 порядка величины (изменение в 600 крат), однако на азиде серебра размерный эффект выражен слабее (изменение примерно в 90 крат), а на ФТДО примерно в 14 крат (кр. 4). Такие различия связаны с различной степенью

светорассеяния материалов. Это подтверждается результатами работы [Александров Е.И., Ципилев В.П., ФГВ, 1981] по размерному эффекту на азиде свинца, у которого высокий фактор светорассеяния и сильно выраженная размерная зависимость (изменение порога в 800 раз, см. кр. 3).

Таблица 5.3. Значения энергетических порогов инициирования тэна при различных диаметрах лазерного пучка d_n .

$d_n, \text{мм}$	$W_{05}, \text{Дж}$	$H_{05}, \text{мДж/см}^2$
3,0	$3,5 \pm 0,2$	44 ± 5
2,0	$1,6 \pm 0,1$	45 ± 5
1,0	$0,4 \pm 0,08$	53 ± 5
0,8	$0,3 \pm 0,04$	58 ± 4
0,6	$0,18 \pm 0,03$	65 ± 6
0,4	$0,11 \pm 0,02$	80 ± 6
0,2	$0,05 \pm 0,01$	130 ± 10
0,1	$0,027 \pm 0,01$	330 ± 20
0,05	$0,015 \pm 0,003$	900 ± 50
0,02	$0,012 \pm 0,003$	5000 ± 300
0,01	$0,011 \pm 0,002$	26000 ± 2000

плотности энергии H . Такое поведение мы связываем с закономерностями светорассеяния в прессованных порошках ЭМ, которые являются типичными диффузно-рассеивающими средами (ДРС) с плотной упаковкой рассеивателей (рис. 4.4).

В размерных зависимостях просматриваются особенности. Так при малых размерах пучка азид серебра становится значительно чувствительнее азид свинца, хотя при больших размерах их чувствительности практически одинаковые (см кр. 2 и 3 рис. 5.5). Данные особенности подробно рассмотрены в гл. 6 диссертации.

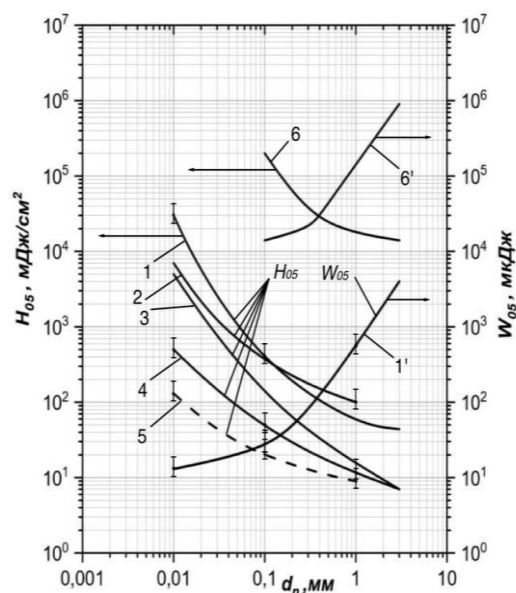


Рисунок 5.5. Зависимость ЭПИ некоторых энергетических материалов от диаметра пучка d_n при $P = 5 \cdot 10^8 \text{ Па}$, $\lambda_0 = 1064 \text{ нм}$. 1, 1' – H_{05} и W_{05} соответственно для тэна дисперсностью $6000 \text{ см}^2/\text{г}$ и плотностью 1.68 г/см^3 ; 2 – для пластиночных макрокристаллов азид серебра; 3 – для прессованных порошков азид свинца [Александров Е.И., Ципилев В.П., ФГВ, 1981]; 4 – для прессованных порошков азид серебра; 5 – для ФТДО ($\lambda_0 = 266 \text{ нм}$); 6 и 6' – для тэна дисперсностью $6000 \text{ см}^2/\text{г}$ [Таржанов В.И. и др., ФГВ, 1996].

Влияние длительности ЛИ на энергетические пороги ЭМ. Данные опыты проведены на длине волны 1064 нм при давлении прижатия входного окна $5 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$. Специфика опытов заключалась в том, что при больших длительностях воздействующего импульса устанавливался квазистационарный режим нагрева очага, при котором измерения пороговых энергий W_{05} и плотностей энергий H_{05} затруднено. Данные трудности были преодолены путем создания импульса с определенным (нарастающим) временным профилем. Объекты исследования – тэн, азид свинца, ПХА + нанодисперсный Al.

Ранее при инициировании азида свинца в рамках микроочаговой гипотезы взрывного разложения было высказано мнение, что в области малых длительностей импульса τ_u , значительно меньших характерного времени релаксационных процессов τ_{rel} из теплового очага радиуса R_0 , т.е. при $\tau_u \ll \tau_{rel}$, возникает режим адиабатического нагрева и развития взрывного разложения очага. В области больших длительностей воздействия $\tau_u \gg \tau_{rel}$ формируется квазистационарный режим, в котором теплоотвод из очага разогрева сравним с теплоприходом от ЛИ.

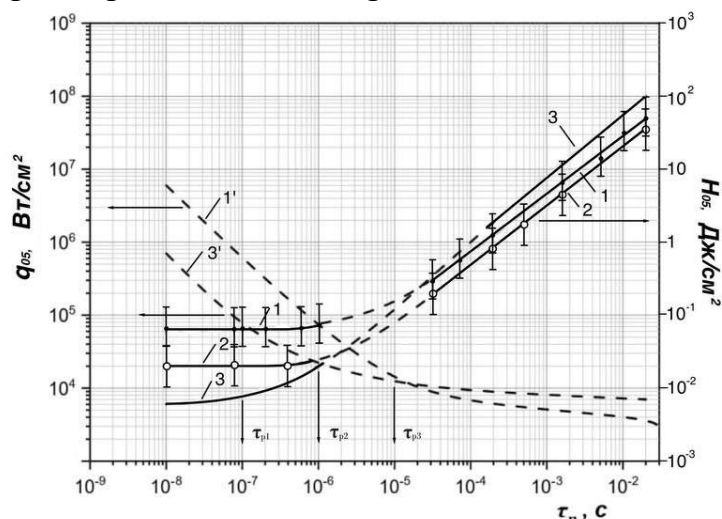


Рисунок 5.6. Эксперимент. Зависимость пороговых значений плотности энергии H_{05} и плотности потока q_{05} ЛИ от длительности импульса τ_u . 1, 1' – H_{05} и q_{05} соответственно для тэна дисперсностью 6000 см²/г; 2 – зависимость для ФТДО; 3, 3' – зависимости для азид свинца, полученные в [Александров Е.И., Ципилев В.П., ФГВ, 1984; Буркина Р.С., Ципилев В.П. ФГВ, 2011].

Из рисунка 5.6 видно, что подобные закономерности наблюдаются при инициировании тэна, ФТДО и ПХА + Al. Различия наблюдаются в характерных временах тепловой релаксации, которые приблизительно можно оценить из положения точки наибольшей производной от функции $H_{05}(\tau_u)$ рисунка 5.6 для каждого из материалов. Отсюда характерный размер очага, из которого развивается основная реакция разложения

$$R_0 = \sqrt{\alpha_2 \tau_{rel}}, \quad (5.2)$$

где α_2 – коэффициент температуропроводности материала. Значения τ_{rel} и оценки R_0 по выражению (5.2) приведены в таблице 5.4. Видно, что (как и при традиционных способах инициирования (удар, тепловой поток)) при лазерном инициировании при переходе из области коротких воздействующих импульсов в область длинных, ряды чувствительности меняются.

Таблица 5.4. Значения τ_{rel} , R_0 и ЭПИ в адиабатическом ($\tau_u = 10$ нс) и квазистационарном ($\tau_u = 10$ мс) режимах лазерного воздействия. ($\lambda_0 = 1064$ нм).

№	Тип ЭМ	τ_{rel} , с	R_0 , см	H_{05} , Дж/см ² ; $\tau_u = 10^{-8}$ с	q_{05} , Вт/см ² ; $\tau_u = 10^{-2}$ с
1	Азид свинца	$\sim 10^{-7}$	$\sim 10^{-5}$	$0,008 \pm 0,002$	2000 ± 500
2	ФТДО	$\sim 10^{-6}$	$\sim 3 \cdot 10^{-5}$	$0,02 \pm 0,006$	2000 ± 600
3	Тэн	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-4}$	$0,06 \pm 0,01$	1800 ± 300
4	ПХА+Al	$\sim 10^{-4}$	$\sim 3 \cdot 10^{-4}$	$0,44 \pm 0,04$	1000 ± 91

Видно, что различия в поведении ЭМ, в частности более низкая чувствительность тэна и ПХА+Al по сравнению азидом свинца в области наносекундных импульсов и более высокая в области миллисекундных, связаны с различиями в соотношениях между длительностью воздействующего импульса и пространственно-временными релаксационными масштабами конкретных ЭМ.

В главе 5 представлены результаты экспериментальных исследований по **инициированию ЭМ пучком ускоренных электронов** с длительностью импульса 15 нс и энер-

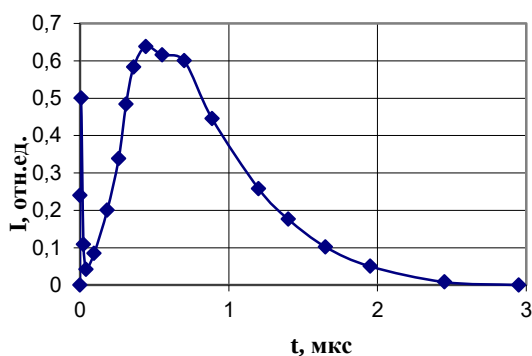
гией электрона 300 кэВ. Образцы ЭМ в виде прессованных таблеток диаметром 3 мм и толщиной 1 мм инициировались с открытой поверхности в условиях вакуума. Временное разрешение измерительного канала составляло не хуже 20 нс.

При инициировании порошков и макрокристаллов АТМ (азиды свинца и серебра) широким пучком пороговая плотность энергии составляет около $0,1 \text{ Дж/см}^2$ [Олешко В.И. и др. Письма в ЖТФ, 2002, 2004; ФГВ 2004]. Этот результат позволяет говорить о низкопороговом инициировании, поскольку при характерной глубине проникновения электронов в матрицу АТМ 300 мкм разогрев ее составляет единицы $^{\circ}\text{C}$ и с точки зрения инициирования пренебрежимо мал. Для объяснения механизма низкопорогового инициирования выдвинута гипотеза локализации энергии электронного пучка в микрообъемах ЭМ. Наиболее вероятным механизмом локализации является электрический пробой с формированием стримерных разрядов, приводящих к образованию высокотемпературных микроочагов нагрева – горячих точек (ГТ), развивающимся в очаги взрывного разложения. Одним из доводов в пользу электроразрядного механизма образования ГТ в АТМ является обнаружение при пороговых для АТМ уровнях воздействия стримерных разрядов в большинстве инертных диэлектриков [Олешко В.И. и др. ФГВ 2004] с последующим образованием визуально наблюдаемых микроразрушений. Типичная осциллограмма, отображающая кинетику взрывного разложения азид свинца и тэна приведена на рисунке 5.7.

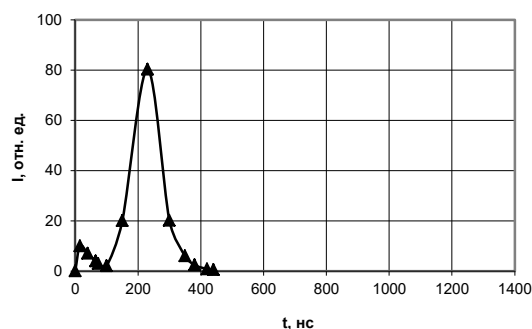
Инициирование тэна. Особенностью воздействия пучком электронов на тэн является возможность его инициирования с открытой поверхности [Олешко В.И. и др. ФГВ 2007] с порогом срабатывания 37 Дж/см^2 . Высокий порог срабатывания объясняется высокой скоростью газодинамической разгрузки через облучаемую поверхность на этапе газификации. Показано, что на момент окончания воздействия (15 нс) создается приповерхностный тепловой очаг характерной толщины около 100 мкм со средней температурой более 1550 К. Такой температуре соответствует время полного химического разложения очага t_p . С учетом имеющихся в литературе соотношений для ширины зоны X_z и скорости фронта V_ϕ химической реакции нами получено выражение для t_p

$$t_p = X_z/V_\phi = \exp(E/RT)/k_0, \quad (5.3)$$

где E – энергия активации; R – универсальная газовая постоянная; T – температура тэна.



а



б

Рисунок 5.7. Кинетика взрывного свечения прессованного образца. а – AgN_3 ; б – тэн без преград при свободном разлете продуктов взрыва.

Оценка по (5.3) для тэна при температуре очага $T = 1550 \text{ К}$; $k_0 = 2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ дает значение $t_p = 22,4 \text{ нс}$. Это означает, что за время воздействия электронным пучком (15 нс) произойдет частичное химическое разложение очага разогрева с дополнительным выделением тепла Q (в адиабатическом приближении) и температурой дополнительного

нагрева приповерхностного слоя 3460 К. Показано, что при образовании и разлете плазмы возникает реактивный ударно-волновой импульс отдачи с последующим переходом в детонационный. При этом возникающие в области объемного заряда стримерные разряды способствуют образованию ГТ с температурой и давлением, на порядки превышающим средние значения. Это приводит к ударно-волновым процессам из микроочагов, ускорению процесса зажигания и взрывного разложения облученного объема, т.е. к уменьшению t_p и индукционного периода, который практически отсутствует (см. рис. 5.7).

В шестой главе рассмотрены особенности инициирования ЭМ, в порошки которых добавлены поглощающие наноразмерные частицы сажи или алюминия. Ранее было показано [Александров Е.И., Вознюк А.Г., Ципилев В.П., ФГВ, 1989], что добавки сажи в тэн значительно (почти на порядок) повышают его чувствительность к действию ЛИ. Очевидно, что этот эффект связан с локализацией энергии ЛИ на поглощающих добавках и образованием дополнительных тепловых очагов, распределенных по объему образца. Это приводит к увеличению концентрации горячих точек (ГТ) по сравнению с концентрацией ГТ, образующихся на собственных дефектах в беспримесных образцах. Этот вывод тривиален и не требует доказательств, однако интерес представляет влияние концентрации частиц на поведение смесевых составов в различных условиях лазерного воздействия.

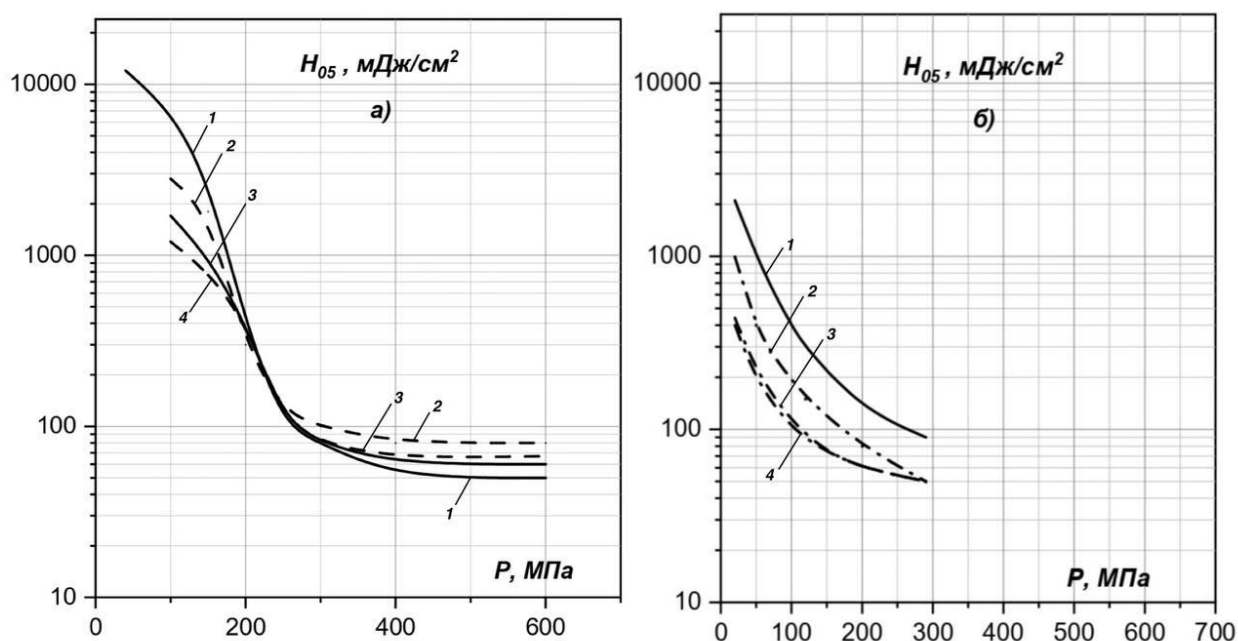


Рисунок 6.1. Зависимость ЭПИ тэна от давления P при различных концентрациях сажных (6.1, а (получено нами)) и алюминиевых (6.1, б [Адуев Б.П. и др., ФГВ, 2019]) добавок. а – «чистый» беспримесный тэн (1); с добавкой 0,1% сажи (2); с добавкой 0,5% сажи (3); 1% сажи (4). б – «чистый» беспримесный тэн (1); 0,1% Al (2); 0,5% Al (3); 1% Al (4).

Инициирование композитов на основе тэна. На рисунке 6.1 представлены экспериментальные зависимости ЭПИ тэна от давления прижатия входного окна при различных концентрациях (весовых процентах) наноразмерных частиц сажи и алюминия. При этом характерный размер сажных частиц составлял 75 нм, а алюминиевых – 140 нм при содержании Al в частице около 90%. Несмотря на различие в оптических и теплофизических данных добавок (сажа и Al) с качественной стороны их влияние одинаково, а именно, увеличение концентрации добавок приводит к увеличению чувствительности (см. рис 6.1, а и б). Особенно это заметно в области низких давлений объемного сжатия.

С увеличением давления роль добавок снижается и при давлениях, превышающих предел прочности кристалликов тэна, становится несущественной. При давлениях больших $3 \cdot 10^8$ Па их роль становится отрицательной. Указывается на ряд факторов, определяющих поведение кривых. Одним из них является сильное изменение оптических свойств при давлениях, превышающих предел прочности материала (визуально наблюдаемое сильное потемнение смеси при ее сильном всестороннем сжатии). Другим фактором является необходимость для развития взрывного процесса создания макроочага (усреднение тепловых профилей в окрестности ГТ по засвеченному объему), механизм которого различен в области больших и малых давлений.

Обоснованы представления о том, что добавки в тэн сажи и алюминия, равно как и других металлов, не изменяют природу инициирования, выявленную для чистого (беспримесного) тэна, поэтому основные закономерности в поведении различных композиций на основе тэна сохраняются. Можно утверждать, что выявленные в гл. 5 четыре критерия инициирования ЭМ, не содержащих примесных частиц, применимы к смешанным составам, содержащим поглощающие примеси до 1% по массе. Кроме того, показано, что кинетические характеристики процесса взрывного разложения смешанных составов близки к характеристикам чистого тэна (задержки инициирования составляют от единиц до десятков мкс).

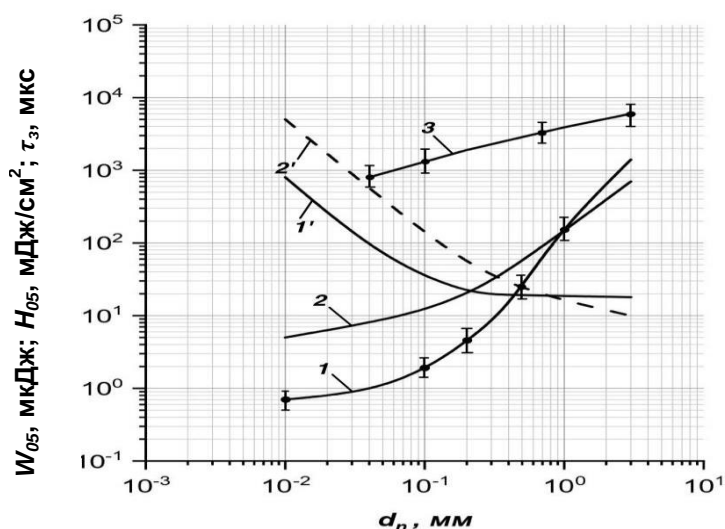


Рисунок 6.2. Зависимость пороговых значений энергии W_{05} (1, 2) и плотности энергии H_{05} (1', 2') от диаметра лазерного пучка d_n для ПХА+Al и азида свинца соответственно. Данные по азида свинца взяты из [Александров Е.И., Ципилев В.П., ФГВ, 1981]. Характерный размер частиц ПХА около 40 мкм, алюминия – 140 нм; $\tau_u = 600$ мкс.

Иницирование пиротехнических составов. Рассмотрены вопросы инициирования смешанного стехиометрического состава ПХА+Al излучением первой гармоники неодимового лазера ($\tau_u = 1$ мс; $\lambda_0 = 1060$ нм). Смесь интересна тем, что содержание частиц Al в прозрачной матрице ПХА доходит до 40% по массе. Подтверждена обнаруженная ранее другими авторами отличительная особенность данного типа ЭМ в том, что пороги инициирования с открытой поверхности образца имеют меньшую величину ($H_{05} = 0,54$ Дж/см²), чем с закрытой ($H_{05} = 2,2$ Дж/см²). Причем открытые образцы медленно сгорают, а в закрытых наблюдается взрывное разложение. Первый факт указывает на отсутствие газификации перед реакцией разложения, что дает основание предполагать, что основная химическая реакция происходит в конденсированной фазе.

Размерный эффект. Как и следовало ожидать, размерный эффект на ПХА+Al выражен более слабо, чем на азида свинца (рис. 6.2). Следствием этого является то, что в области больших значений d_n чувствительность ПХА+Al более низкая, чем у азида свинца, а в области малых размеров – наоборот. Установлено, что причиной такого по-

ведения является более низкая степень светорассеяния (из-за большого содержания поглощающих центров) в образцах ПХА+Al по сравнению образцами азида свинца.

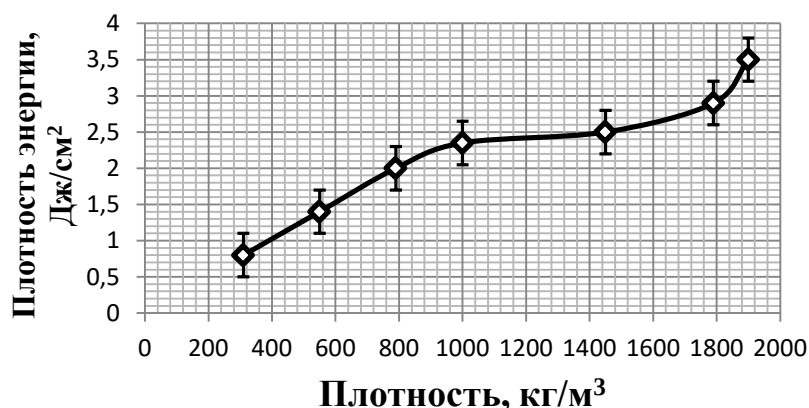


Рисунок 6.3. Экспериментальная зависимость порога взрывного разложения ПХА+Al (закрытая поверхность) от давления прессования (плотности материала). $\tau_u = 1$ мс.

Зависимость порогов инициирования ПХА+УДП с Al от длительности лазерного импульса [Медведев В.В. и др., Известия ТПУ, 2005] качественно согласуется с подобными зависимостями для тэна и АТМ. Так, с ростом длительности лазерного импульса пороговая плотность энергии увеличивается, а плотность мощности резко уменьшается, стремясь к некоторому минимальному значению. При малых длительностях импульса к минимальному значению стремится плотность энергии. При этом характерное время релаксации процесса составляет $\sim 10^{-4}$ – 10^{-3} с.

Другой особенностью в поведении стехиометрического состава ПХА+Al по сравнению с ЭМ, содержащими в малом количестве (или не содержащими) поглощающие примеси, является более сложная зависимость чувствительности от давления прессования (см. рис. 6.3).

Характер кривой на рисунке 6.3 рассмотрен с позиций тепловой очаговой модели зажигания. В рамках модели предполагается, что при лазерном воздействии происходит нагрев частичек алюминия и передача тепла в окружающую матрицу ПХА. В тонком приповерхностном слое толщиной 10^{-3} – $3 \cdot 10^{-4}$ см формируется плоский тепловой реакционноспособный очаг. Рост порога зажигания с закрытой поверхности определяется ростом теплоотвода в покрытие (оргстекло) при увеличении его давления прижатия.

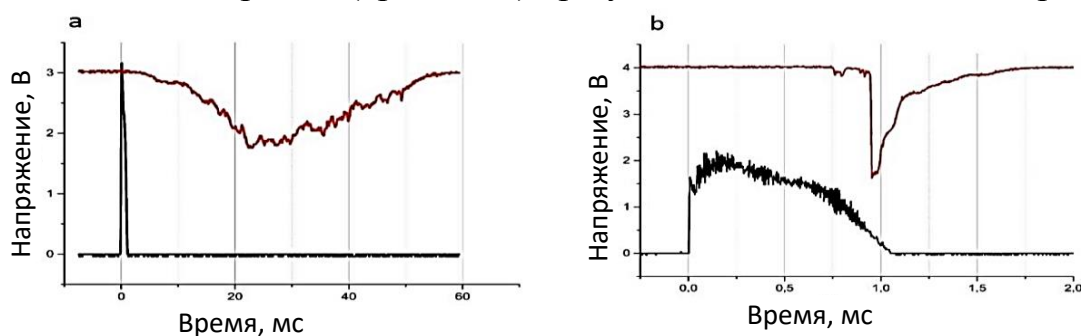


Рисунок 6.4. Типичные осциллограммы разложения ПХА+Al при лазерном воздействии с открытой поверхности (а) и закрытой (б). $\tau_u = 1$ мс; $\lambda_0 = 1060$ нм. $d_n = 2$ мм. $P = 100$ МПа. $H = 0,5$ Дж/см² (а); $H = 2$ Дж/см² (б).

Кинетические характеристики процесса инициирования состава ПХА+Al несколько отличаются от композитов на основе тэна (см. рис. 6.4 а, б). При зажигании образцов с открытой поверхности задержки относительно велики, также зависят от уровня воздействия и могут превышать длительность ЛИ на порядок величины. При иници-

ировании с закрытой – процесс взрыва начинается к моменту окончания лазерного воздействия.

В целом проведение композитов на основе тэна и ПХА при лазерном инициировании согласуется с классическими представлениями тепловой очаговой теории зажигания ЭМ внешним импульсом. Показано, что основные закономерности, описанные в главе 6 при лазерном инициировании композитов и пиротехнических составов идентичны, изложенным в главе 5 при инициировании «чистых» ЭМ. Исключением является поведение смеси ПХА с алюминием и только в условиях изменения объемного сжатия образцов (см. рис. 6.3).

В главе 7 представлены результаты моделирования и численного расчета задач зажигания исследуемых ЭМ при лазерном и электронно-пучковом воздействии в предположении, что при воздействии внешним импульсом в объеме ЭМ образуются тепловые микроочаги (ГТ), из которых распространяются тепловые волны горения с последующим переходом в волны взрывного разложения.

При лазерном воздействии в области прозрачности матрицы, содержащей поглощающие наноразмерные включения, задача зажигания решена и подробно исследована на примере азида свинца Александровым Е.И., Ципилевым В.П., Буркиной Р.С. (ФГВ. 1984; 1991; 2011). Данные методы и подходы использовались нами при моделировании и численном расчете задачи зажигания исследуемых ЭМ с учетом относительного сечения поглощения частиц $k(R_0, \lambda_0, N_0)$, где R_0 – радиус частички. В частности, определены энергетические пороги зажигания тэна, содержащего частичку Al ($k(R_0) = 0,2$) или частичку сажи ($k(R_0) = 1,5$) или азида свинца, содержащего Pb ($k(R_0) = 1$), задержки зажигания, температура и запас тепла в очаге на момент зажигания.

Зависимость пороговой плотности энергии на поверхности тэна $H_n = q_n \cdot \tau_u$ и плотности потока $q_n = q_0 / k(R_0, \lambda_0, N_0) \cdot F_0$ (q_0 – освещенность в окрестности включения) для тэна приведены на рисунке 7.1 в масштабе $k(R_0, \lambda_0, N_0) \cdot F_0$ (кривые 1 и 1' соответственно). Видно, что при малых длительностях ЛИ ($\tau_u \ll \tau_{\text{рел}}$) пороговая плотность энергии H_n минимальна (80 мДж/см^2), как и для азида свинца практически не зависит от τ_u , а при больших ($\tau_u \gg \tau_{\text{рел}}$) к минимуму стремится плотность потока q_n ($7 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$).

Проведенный анализ показывает, что при коротких временах воздействующего импульса критерием зажигания (по отношению к внутреннему состоянию образца) является достижение необходимого запаса тепла в очаге (адиабатический режим нагрева), а при больших — достижение критического значения температуры в окрестности ГТ.

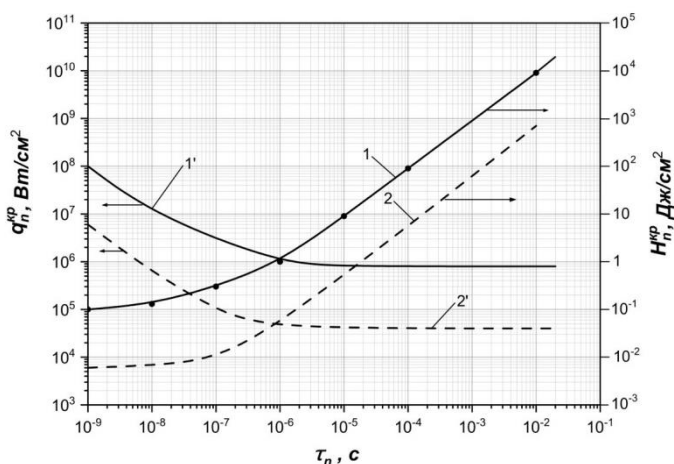


Рисунок 7.1. Расчетные зависимости плотности энергии H_n и плотности потока q_n порогов инициирования тэна (1, 1') и азида свинца (2, 2') от длительности ЛИ при развитии процесса из одиночного очага. Зависимости для азида свинца взяты из [Александров Е.И., Сидонский О.Б., Ципилев В.П., ФГВ, 1991; Буркина Р.С. и др. ФГВ, 2011]. Размер включения алюминиевой частицы в тэне $R_0 = 10^{-5} \text{ см}$ ($k(R_0) = 0,2$); размер свинцового включения в азиде свинца $R_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$; ($k(R_0) = 1$).

Результаты и выводы можно распространить на зажигание чистого, не содержащего введенных примесей тэна в предположении, что в чистом (беспримесном) тэне могут

содержаться в малых концентрациях частички сажи с характерным радиусом R_0 около 10^{-5} см и относительным сечением поглощения $k(R_0)$ на длине волны лазерного излучения 1064 нм около 1,5. Таким образом, с учетом значений $k(R_0, \lambda_0, N_0)$ показана возможность образования реакционно способных ГТ в чистом тэне в результате оптических микропробоев в окрестности неоднородностей (например, наноразмерных частичек сажи), что согласуется с результатами Главы 3.

Проведено моделирование зажигания азида свинца и тэна импульсом СЭП в двух постановках. В первой из них падающий пучок с плотностью потока $q_n(t)$ разогревает приповерхностный слой толщиной h , равной характерной глубине проникновения электронов ($h \sim 10^{-2}$) см. При этом стримерные разряды условно отсутствуют, распределение тепла по поперечному сечению однородно, а по глубине x распределено по закону Бугера-Ламберта-Бера с показателем поглощения $\mu \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$. Математическая постановка задачи имеет вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{q(t)\mu}{c_2 \rho_2} e^{-\mu x} + (1-\eta) \frac{Qk_0}{c_2} e^{-E/RT}, \quad 0 < x < \infty, \quad t > 0 \quad (7.1)$$

$$T(x, 0) = T_0 \quad (7.2)$$

$$\lambda \frac{\partial T(0, t)}{\partial x} = 0, \quad x = 0 \quad (7.3)$$

$$\frac{\partial T(\infty, t)}{\partial x} = 0 \quad (7.4)$$

$$q_s(t) = \begin{cases} q, & 0 \leq t \leq \tau_i \\ 0, & t > \tau_i \end{cases} \quad (7.5),$$

где T и T_0 – текущая и начальная температура, t – время, x – пространственная координата по глубине образца, q_0 – плотность мощности воздействующего импульса. Расчетные значения порогов инициирования (при отсутствии стримеров) $H_n(0)$ азида свинца ($Q = 1662 \text{ Дж/г}$; $k_0 = 10^{13} \text{ с}^{-1}$; $E = 36,3 \text{ ккал/моль}$, $\mu \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$) и тэна ($Q = 5803 \text{ Дж/г}$, $k_0 = 2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $E = 47 \text{ ккал/моль}$; $\mu \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$) при $\eta = 0$ составили для азида свинца значение $H_n(0) 4,3 \text{ Дж/см}^2$, а для тэна – $22,6 \text{ Дж/см}^2$.

В предположении локализации энергии электронного пучка в области разрядных стримеров (РС) с коэффициентом локализации $F_0^{max} = H_{стр} / H$, (где H – плотность энергии в падающем пучке; $H_{стр}$ – плотность энергии, выделяющаяся в одном разрядном стримерном канале в результате стекания объемного заряда), рассмотрена задача зажигания ЭМ. Формулировка задачи проведена для одиночного изолированного в бесконечном объеме ЭМ очага в виде цилиндра радиуса R_0 и высотой h , которую в первом приближении взяли равной глубине проникновения пучка электронов в вещество. Принято также, что нагрев очага происходит мгновенно, однородно по всему объему и после окончания электронного воздействия. Задача зажигания в приближении одиночного П-образного цилиндрического очага имеет вид:

$$\frac{c_2 \rho_2 \partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{\partial T_2}{r \partial r} \right) + Q \rho_2 k_0 (1-\eta) \exp \left(-\frac{E}{RT_2} \right), \quad r > R_0 \quad (7.6)$$

с граничными и начальными условиями

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{2\alpha_2 b}{R_0} \frac{\partial T_2}{\partial r}, \quad r = R_0, \quad (7.7)$$

где $b = c_1 \rho_1 / c_2 \rho_2 = 1$, $T = T(r, t)$, $\eta = \eta(r, t)$.

$$\frac{\partial T_2(\infty, t)}{\partial r} = 0; \quad T_2(r, 0) = T_n^*;$$

$$T_n^* = T_0 = T_n + \frac{HF_0}{hc_2\rho_2}, \quad 0 < r < R_0;$$

$$T_n^* = T_n; \quad r > R_0.$$

Остальные допущения и приближения соответствовали принятым при формулировании задачи очагового зажигания при лазерном воздействии.

Расчет проводился в предположении существования широкого спектра размеров R_0 начальных очагов, по которому определялось критическое значение T_0 . По значениям T_0 находились пороговые значения H_{cmp}

$$H_{cmp} = \kappa H_n(N) F_0(N) = (T_0 - T_n) hc_2 \rho_2, \quad (7.8)$$

где $\kappa H_n(N)$ – пороговая плотность энергии пучка на поверхности образца; H_{cmp} – пороговая плотность энергии на поверхности одного стримера; N – количество стримерных разрядов; κ – доля энергии пучка, ушедшая на создание стримеров. Результаты расчета для $h = 1 \cdot 10^{-2}$ см (азид свинца) и $2 \cdot 10^{-2}$ см (тэн) приведены на рисунке 7.2.

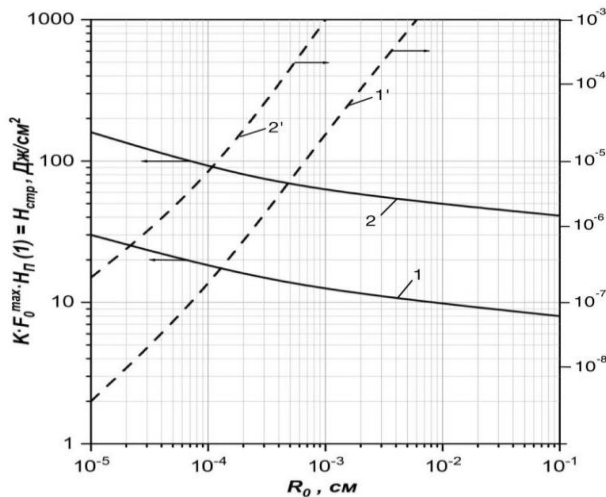


Рисунок 7.2. Расчетные значения необходимой плотности энергии в стримерном канале $H_{cmp} = \kappa F_0(1) H_n(1)$ в условиях реализации одного стримерного разряда радиусом R_0 . 1 – азид свинца; 2 – тэн. 1' и 2' – запас тепла в стримере. $H_n(1)$ – плотность энергии на поверхности образца. Коэффициент преобразования $\kappa = 0,2$.

Таблица 7.1 Зависимость порога зажигания от количества N стримерных каналов в азиде свинца

$R_0, \text{ см}$	$\kappa F_0^{\max} H_n(1),$ Дж/см ²	$H_n(0),$ Дж/см ²	N	$F_0(N)$	$\kappa H_n(N),$ Дж/см ²
10^{-3}	12	4,3	1	10^4	$1,2 \cdot 10^{-3}$
			10	10^3	$1,2 \cdot 10^{-2}$
			100	10^2	$1,2 \cdot 10^{-1}$
			1000	10	1,2
			$N_{\max} = 10^4$	~ 1	12

Таблица 7.2. Зависимость пороговой плотности энергии от количества стримерных каналов в тэне

$R_0, \text{ см}$	$\kappa F_0 H_n(1),$ Дж/см ²	$H_n(0),$ Дж/см ²	N	$F_0(N)$	$\kappa H_n(N),$ Дж/см ²
10^{-3}	63	22,6	1	10^4	$6,3 \cdot 10^{-3}$
			10	10^3	$6,3 \cdot 10^{-2}$
			100	10^2	$6,3 \cdot 10^{-1}$
			1000	10	6,3
			$N_{\max} = 10^4$	~ 1	63

В таблицах 7.1 и 7.2 приведены значения порогов при различных количествах стримеров и при наиболее вероятном размере стримера $R_0 = 10^{-3}$ см. Прежде всего обращает на себя внимание то, что расчетные значения $H_n(N)$ при максимальном заполне-

нии стримерами площади пучка электронов значительно превышают значения $H_n(0)$. Одной из причин такого расхождения является не учет коллективных эффектов при моделировании задачи зажигания, влияющих на запас тепла в микрозапах на этапе формирования и развития ГТ.

При расчете делалось допущение, что время полного разложения стримера τ_r значительно больше τ_a . Оценивалось это время по полученной нами формуле:

$$\tau_r = \exp(E/RT_1)/k_0. \quad (7.9)$$

Таблица 7.3. Расчетные значения времени полного разложения тэна τ_r , задержки зажигания τ_z и адiabатического времени индукции τ_a .

R_0 , см	T_1 , K	τ_r , с	τ_z , с	τ_a , с
10^{-2}	947	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$
10^{-3}	1310	$5,4 \cdot 10^{-7}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	10^{-8}
10^{-4}	1465	$4,4 \cdot 10^{-8}$	$3,1 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-9}$

Расчетные значения τ_r для трех значений радиусов стримеров R_0 приведены в таблице 7.3. Видно, что для всех размеров стримеров время полного разложения много больше времени формирования стримерного разряда, которое, в свою очередь, не превышает длительность импульса СЭП ($\tau_u = 15$ нс). Таким образом, химическим разложением ЭМ при формировании стримерного разряда

можно пренебречь. Для оценок τ_z и τ_a использовались формулы:

$$\tau_z = (CE/QR)\exp(E/RT_1)/k_0; \quad \tau_a = (CRT_1^2/QE)\exp(E/RT_1)/k_0.$$

Проведенное численное моделирование процессов зажигания азида свинца и тэна импульсом СЭП в предположении создания ГТ в результате стримерных разрядов в облученном объеме образца показало, что низкопороговое инициирование прессованных порошков азида свинца и низкопороговое высокодисперсное дробление макрокристаллов тэна связано с образованием ГТ по электроразрядному механизму.

В главе 8 проведено сопоставление результатов численного моделирования с экспериментальными результатами и рассмотрена возможность разработки единой модели лазерного и электронно-пучкового инициирования ЭМ различных типов.

Прежде всего сравнены результаты моделирования процессов светорассеяния с экспериментальными результатами по исследованию размерных эффектов лазерного инициирования (см. рис. 5.5). С этой целью привлечены зависимости пространственной освещенности на поверхности оптической неоднородности и полученный критерий инициирования по запасу тепла в ее объеме от ее радиуса R_0 , на основании которых можно записать уравнение баланса

$$H(\infty)F(\infty)\pi R_0^2 = H(r_n) F(r_n) \pi R_0^2. \quad (8.1)$$

Заменяя $H(r_n)$ пороговыми экспериментальными значениями $H_{05}(r_n)$, получим:

$$H_{05}(r_n) = H_{05}(\infty) F(\infty)/F(r_n), \quad (8.2)$$

где соотношение $F(\infty)/F(r_n)$ является расчетной размерной зависимостью, получаемой из рисунка 4.4. При $r_n \rightarrow \infty$ соотношение $F(\infty)/F(r_n) \rightarrow 1$. для тэна.

$$H_{05}(d_n) = H_{05}(\infty) F_1(\infty)/F_1(d_n). \quad (8.3)$$

С учетом возникновения в порошках спеклов с размерами $\sim \lambda_0/4\pi$ и полученного в эксперименте размерного эффекта на макрокристаллах АТМ расчетная формула приобретает вид:

$$H_{05}(2r) = H_{05}(\infty) F_1(\infty) F_2(\infty)/(F_1(d_n)F_2(d_n)), \dots \dots \dots (8.4)$$

$$H_{05}(2r) = H_{05}(\infty) F_1(\infty) F_2(\infty) \Omega(\infty) / (F_1(d_n) F_2(d_n) \Omega(d_n)), \dots \dots \dots (8.5)$$

где $F_2(\infty)/F_2(d_n)$ и $\Omega(\infty)/\Omega(d_n)$ – изменение вероятности попадания неоднородности в область спекла и спекла в каустику лазерного пучка при изменении d_n , соответственно.

Расчетные кривые по (8.4 и 8.5) приведены на рисунке 8.1 (кривые 3 и 4). Здесь экспериментальная зависимость 1 взята из рисунка 5.5. Сопоставление с кривой 1 указывает на качественное согласие расчета с экспериментом.

В случае азида свинца также наблюдается качественное согласие эксперимента с расчетом. Из анализа рисунка 8.1 видно, что наблюдаемый в эксперименте сильно выраженный размерный эффект связан не только с закономерностями светорассеяния, но и двумя другими важными факторами.

Выполнено сопоставление расчетных и экспериментальных значений энергетических порогов и критериев инициирования АТМ и тэна лазерным импульсом различной длительности. Сопоставлены результаты экспериментов и численного моделирования задач зажигания ЭМ лазерным импульсом в широком диапазоне длительностей воздействия от 10^{-8} до 10^{-2} с. Сопоставление проведено для азида свинца и тэна по энергетическим порогам и критериям инициирования. Эти ЭМ – типичные представители двух различных классов ЭМ, различающихся типом основной химической реакции разложения. В первом из них химическая реакция условно происходит в твердой фазе, во втором – в газовой, т.е. перед разложением вещество газифицируется. При этом возможны различия в их поведении в условиях пороговых воздействий.

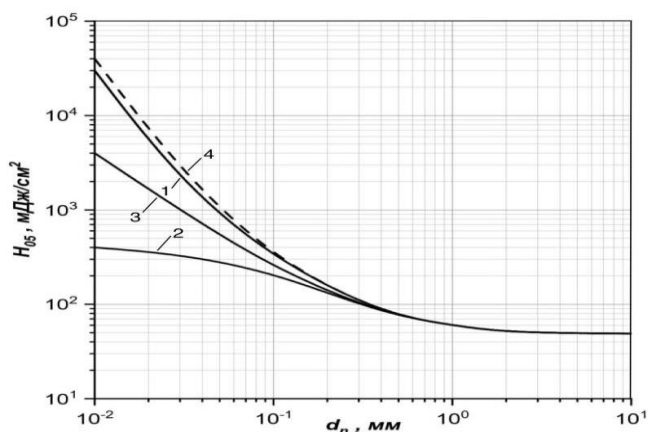


Рисунок 8.1 Размерный эффект лазерного инициирования ЭМ. Сопоставление результатов расчета с экспериментом для тэна. 1 – эксперимент; 2 – расчет по (8.3); 3 – расчет по (8.4); 4 – расчет по (8.5).

Для тэна сопоставление эксперимента с расчетом показано на рисунке 8.2. Анализ данного рисунка указывает на то, что в области коротких длительностей ЛИ ($\tau_u \ll \tau_{rel}$) расчетные значения близки к экспериментальным. Здесь с позиций внешнего импульса *критерием инициирования* является достижение необходимой плотности энергии на поверхности образца. С позиций внутреннего состояния вещества *критерием* является достижение необходимого запаса тепла в ГТ. В области длинных ($\tau_u \gg \tau_{rel}$) импульсов *критерием* с позиций внешнего импульса является достижение необходимой плотности потока ЛИ (скорости ввода тепла в образец). С позиций внутреннего состояния *критерием* является достижение необходимой температуры в окрестности поглощающей неоднородности. Подобные сопоставления для азид свинца качественно согласуются с поведением тэна.

Однако наблюдаются и существенные различия в поведении АТМ и тэна. Особенно они характерны в области больших длительностей ЛИ. Здесь различия в экспериментальных и расчетных значениях порогов инициирования составляют почти 3 порядка величины. По-видимому, это связано с тем, что в газифицирующихся ЭМ при больших длительностях воздействия коллективный эффект играет значительно большую

роль, нежели в АТМ. Отсюда понятно, почему для азид свинца расчет и эксперимент при длительности ЛИ 10^{-2} с различаются примерно в 7 раз, а для тэна различие составляет 350 крат (см. кривые 1 и 2 рис.8.2).

Проведены сопоставления экспериментальных и расчетных (оценочных) значений порогов инициирования при воздействии СЭП на АТМ и тэн. Сопоставлены пороги инициирования АТМ и тэна при воздействии СЭП. Экспериментальные значения порогов инициирования при воздействии СЭП при диаметре пучка $d_n = 3$ мм составляют для порошков и кристаллов азид свинца и серебра $H_{05} \sim 100$ мДж/см². Расчетные значения при наиболее вероятном радиусе стримера $R_0 = 10^{-3}$ см и их количестве около 20 составляют $H_n(20) \sim 120$ мДж/см². При этом расчетные значения порога в отсутствии стримеров $H_n(0)$ составляют 4,3 Дж/см², что превышает экспериментальные значения в 36 раз. Таким образом, численное моделирование и расчет задачи инициирования АТМ без учета стримерных разрядов в области поглощения пучка не согласуется, а с учетом стримерных разрядов достаточно хорошо согласуется с экспериментом.

Численное моделирование и численное решение задачи зажигания тетранитрата пентаэритрита (тэн) при наиболее вероятном радиусе стримера $R_0 = 10^{-3}$ см и количестве стримеров около 50 порог составляет $H_n(50) \sim 1,4$ Дж/см². Без учета стримерных разрядов расчетное значение $H_n(0)$ составляет 22,6 Дж/см². Порог инициирования пресованного порошка тэна составил около $H_{05} \sim 37$ Дж/см², однако порог мелкодисперсного распыления макрокристалла тэна составил всего $H_{05} = 2$ Дж/см². Видно, что расчет по модели стримерных разрядов в макрокристалле практически согласуется с экспериментом, а в пресованном порошке тэна не согласуется, что требует объяснения. В этой связи необходимо обратить внимание на то, что численное моделирование и расчет не могут учесть механизм газодинамической разгрузки через открытую поверхность образца, т.е. расчетные значения порогов будут занижены. С учетом этого можно утверждать, что модель инициирования кристаллов тэна с помощью СЭП реализуется по механизму образования ГТ в результате электрических (стримерных) разрядов.

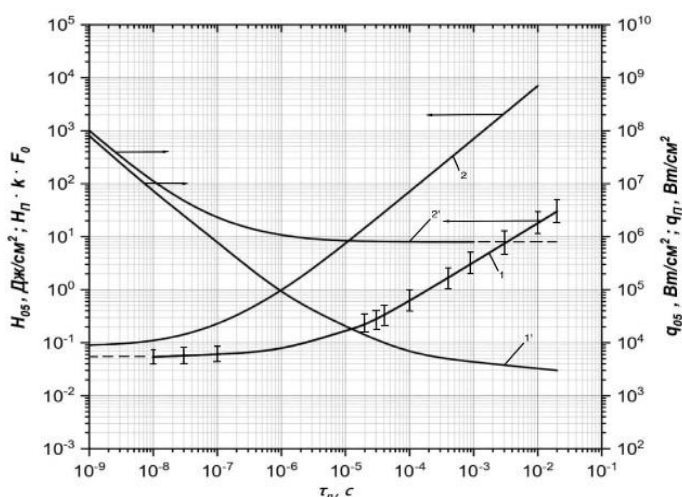


Рисунок 8.2. Экспериментальные (1; 1') и расчетные (2; 2') зависимости порога инициирования тэна от длительности ЛИ. 1; 1' — плотности энергии H_{05} и плотности потока q_{05} на поверхности образца соответственно. 2; 2' — значения $H_n = H_0^{kp}/kF_0$ и $q_n = q_0^{kp}/kF_0$ — на поверхности образца, где H_0^{kp} и q_0^{kp} — расчетные критические значения на поверхности одиночного алюминиевого включения. $k = 0,2$; $F_0 = 8,4$.

Предложена единая модель лазерного и электронно-пучкового инициирования ЭМ различных типов, основанная на локализации энергии внешнего импульса и образовании ГТ в результате электрических микропробоев. В пользу единой модели инициирования свидетельствует следующее. Прежде всего нами установлено, что для всех типов ЭМ инициирование носит тепловой микроочаговый характер. Для того, чтобы произошло взрывчатое разложение, необходим достаточный запас тепла в очаге (очагах). Если внешний импульс достаточно короткий ($\tau_u \ll \tau_{рел}$), то реализуется адиабати-

ческий режим формирования микроочага (ГТ). В квазистационарном режиме формирования ГТ ($\tau_u \gg \tau_{\text{рел}}$) условием взрывчатого разложения является достижение необходимой температуры в окрестности ГТ. В этой связи можно утверждать, что различия в механизмах инициирования внешним импульсом определяются различиями в механизмах формирования ГТ. При электронно-пучковом способе инициирования нами экспериментально показано, что формирование ГТ происходит в результате локализации энергии СЭП в области электрических стримерных разрядов. Выше приведенные результаты численного моделирования процесса взрывного разложения при воздействии СЭП в рамках предложенной гипотезы полностью подтвердили экспериментальные результаты, полученные для АТМ и тэна.

При лазерном импульсном воздействии механизм образования ГТ не так очевиден. Так, в «чистых» (беспримесных) порошках и кристаллах АТМ всегда содержатся металлические частички (кластеры) с характерным размером 10^{-5} см. В чистом тэне могут содержаться сажные частички, а в композитах тэна добавки частиц сажи или алюминия. ГТ может образоваться в результате начального нагрева такого включения с последующей термоэмиссией электронов, что приводит к дополнительному поглощению и развитию оптического разряда в окрестности поглощающего включения.

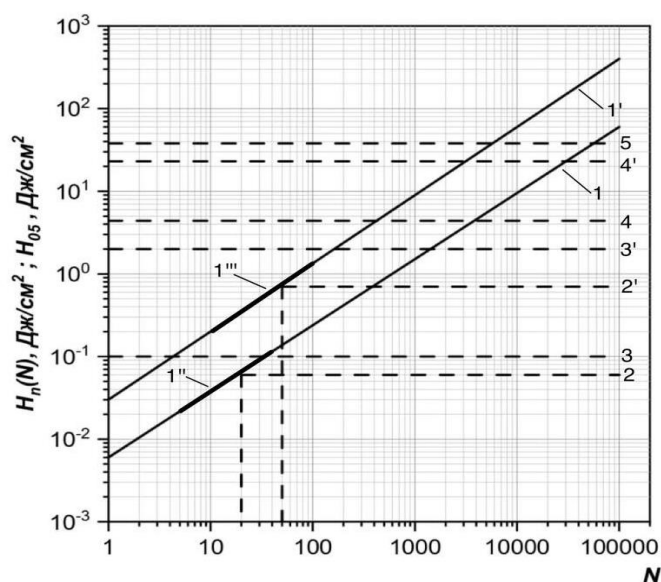


Рисунок 8.3. Пороговые значения плотности энергии инициирования импульсом СЭП. Сопоставление расчета с экспериментом при диаметре стримера $R_0 = 10^{-3}$ см. 1, 1' – расчетные зависимости порогов зажигания от количества стримерных разрядов N для азидов свинца и тэна соответственно. 1'', 1''' – наиболее вероятные значения порогов и соответствующие им количества стримеров для АТМ и тэна. 2, 2' – значение порога при наличии 20 разрядных стримеров (АТМ) и 50 стримеров (тэна). 3, 3' – экспериментальные значения порогов инициирования азидов свинца и макрокристаллов тэна соответственно. 4, 4' – расчет без учета стримерных разрядов. 5 – экспериментальное значение порога взрывного разложения прессованных порошков тэна.

Сказанное выше подтверждается экспериментом, описанным в главе 3 (см. рис. 3.1). Анализ рисунка 3.1 убедительно показывает, что при уровнях воздействий от 1 до 100 мДж/см² реализуется режим оптических микропробоев с образованием ГТ. Показано, что за лазерное инициирование взрывного разложения тэна ответственны оптические микропробои. Косвенно на это указывают и результаты сопоставлений экспериментов, приведенные в главе 6 (см. рис 6.1, а, б). Из рисунка 6.1 видно, что пороги инициирования тэна с добавками наноразмерных частиц сажи и алюминия практически не различаются, однако сечения поглощения частичек сажи ($k=1,5$) и алюминия ($k=0,2$) (и их нагрев) различаются почти на порядок величины. Данный парадокс легко преодолевается, если допустить, что ГТ в том и другом случае образуются в результате оптических микропробоев. В целом можно утверждать, что наиболее вероятным механизмом при лазерном импульсном инициировании АТМ, тэна, тэна с добавками является создание ГТ в результате оптических (электрических) микропробоев.

Из сказанного вытекает вывод о том, что как при инициировании ЭМ сильноточным электронным пучком, так и при инициировании лазерным импульсом реализуется

один и тот же механизм, а именно – механизм электрического микропробоя с образованием ГТ. При этом в случае воздействия сильноточным пучком ГТ образуются в результате стримерных электрических разрядов, а в случае лазерного воздействия – в результате оптических микропробоев в окрестности поглощающих неоднородностей.

Предложены феноменологические модели лазерного и электронно-пучкового инициирования ЭМ различного класса. Модели развиты на основании результатов, изложенных в экспериментальных исследованиях по влиянию различных условий опыта на пороги и кинетические характеристики процесса взрывного разложения ЭМ, а также на основе результатов моделирования и численного решения задач зажигания ЭМ импульсным световым потоком и пучком ускоренных электронов.

При воздействии лазерным пучком или пучком ускоренных электронов на поверхность ЭМ в объеме образца образуются тепловые микроочаги. При лазерном воздействии в области прозрачности матрицы микроочаги образуются в результате микропробоев в окрестности поглощающих микронеоднородностей (характерный размер около 10^{-5} см) и имеют форму, близкую к сферической, т.е. образуются ГТ. В области собственного поглощения в приповерхностном слое ЭМ образуется плоский очаг (характерной толщины около 10^{-5} см и диаметром, близким к диаметру лазерного пучка), а в области фонованого поглощения – плоский очаг с характерной толщиной около 10^{-3} см. При воздействии пучком ускоренных электронов образуются микроочаги цилиндрической формы с радиусом около 10^{-3} см и длиной, близкой к глубине проникновения пучка в ЭМ (около 10^{-2} см).

Согласно разработанным моделям, процесс взрывного разложения можно условно разделить на несколько стадий. Для газифицирующихся ЭМ (тэн, ФТДО), где основная реакция химического разложения происходит в газовой фазе, можно выделить 4 стадии.

Первая стадия. Возникновение ГТ. К моменту окончания внешнего воздействия с плотностью энергии близкой к пороговой величине каждая неоднородность и ее окрестность, в которой произошел оптический (электрический) пробой, совместно с прогретой окружающей массой ЭМ представляет собой тепловой микроочаг (ГТ). При малой длительности воздействия (единицы *нс*) размеры очагов ограничиваются сверху максимальными размерами области пробоя, при большой – глубиной проникновения пучка ($1/\mu$) и толщиной прогретого слоя.

Таким образом, за время действия внешнего импульса в очагах создается определенный запас тепла, необходимый для их последующего развития. В случае воздействия импульсом большой длительности ($\tau_{\text{и}} \sim 10^{-3}$ с) для развития очага необходимо достижение определенного температурного профиля.

Вторая стадия. Развитие очагов. После окончания внешнего воздействия развитие очагов в инициирующихся ЭМ (АТМ) продолжается за счет поступления тепла от химического источника (около 10^4 Дж/см³), причем вокруг крупных включений зажигание происходит в индукционном режиме. Во вторичных ЭМ (тэн, ФТДО) возникает интенсивная газификация, разложение и развитие микроочагов, прорыв газов в окружающие поры, сопровождающийся интенсивной газодинамической разгрузкой. Интенсивная газодинамическая разгрузка и определяет большую задержку инициирования, а также невозможность инициирования тэна и композитов на его основе с открытой поверхности образца.

Третья стадия. Создание макроочага. *На третьей стадии* в слабопрессованных образцах (слабое прижатие входного окна) происходит газодинамическое усреднение по объему, ограниченному диаметром лазерного пучка и глубиной проникновения света, и

создание макроочага. Поглощающие добавки способствуют процессу усреднения, увеличению температуры макроочага и понижению порога инициирования. В сильнопрессованных образцах в условиях практического отсутствия пор усреднение и создание макроочага происходит по тепловому механизму и только при больших длительностях ЛИ («коллективный эффект»). Поглощающие добавки слабо способствуют процессу усреднения, снижают пространственную освещенность и температуру микроочагов, повышая тем самым порог.

Четвертая стадия. Детонация. На четвертой стадии происходит зажигание из низкотемпературного макроочага всей массы ЭМ с переходом в режим детонации.

Для негазифицирующихся (твёрдофазных) ЭМ (АТМ – азиды свинца и серебра) процесс развития взрывчатого разложения условно можно считать трехстадийным. В этом процессе отсутствует третья стадия – стадия газодинамического усреднения, а первая, вторая и четвертая стадии соответствуют вышеописанным. К особенностям процесса разложения необходимо отнести следующее. Газодинамическая разгрузка ГТ и тепловых микроочагов происходит в продуктах разложения, т.е. после реакции разложения. Поэтому ее влияние на пороги и кинетику процесса не велики. В этой связи ясно, почему в АТМ пороги при инициировании с открытой и закрытой поверхности практически одинаковы во всей области спектра, кроме области собственного поглощения. В последнем случае порог с открытой поверхности резко повышается (до 70 крат) за счет того, что время разлета продуктов из тонкого (около 10^{-5} см) реакционного приповерхностного слоя (около 10^{-10} с) на два порядка меньше длительности ЛИ.

В заключении приведены основные результаты и выводы по работе.

1. Разработаны методы и подходы экспериментальных исследований и численного моделирования процессов лазерного и электронно-лучевого инициирования энергетических материалов (ЭМ), создан лазерный и электронно-пучковый стенды для синхронных многопараметрических измерений энергетических, кинетических и спектральных характеристик процесса инициирования внешним импульсом с высоким (не менее 10 нс) временным и пространственным (не менее 2 мкм) разрешением.
2. Разработаны алгоритмы метода Монте-Карло и проведен численный расчет пространственной освещенности в объеме прессованных порошков ЭМ при лазерном облучении в области прозрачности матрицы. Показано, что в диффузно рассеивающих средах, к которым относятся прессованные порошки ЭМ, пространственная освещенность E_0 в их объеме всегда превышает освещенность поверхности E_n , задаваемую падающим лазерным пучком, в F_0 крат. Для всех ЭМ установлена связь между коэффициентом диффузного отражения и величиной F_0 . Например, для тэна при $h \rightarrow \infty$ величина F_0 может достигать значения 8,5, а для азиды свинца 12,5. Определены общие закономерности и отличительные особенности процессов светорассеяния для различных ЭМ.
3. Получены экспериментальные зависимости порогов лазерного инициирования ЭМ от длины волны лазерного излучения, давления прессования (давления всестороннего сжатия) образцов, диаметра пучка на поверхности ЭМ, длительности внешнего импульса. Результаты интерпретированы в рамках гипотезы о том, что инициирование ЭМ происходит в результате локализации энергии внешнего импульса на поглощающих микронеоднородностях с образованием тепловых микроочагов («горячих точек» – ГТ). Выявлены основные закономерности инициирования ЭМ различных классов и отличительные особенности.

4. Получены экспериментальные доказательства справедливости предложенной гипотезы о едином «электрическом» механизме инициирования энергетических материалов мощными лазерными и электронными пучками: воздействие лазерных и сильнотоочных электронных пучков на ЭМ приводит к развитию фундаментального физического процесса – оптическому (электрическому) пробую. При лазерном воздействии оптический (электрический) пробой развивается в окрестности поглощающих неоднородностей, а при электронном облучении – стримерный электрический пробой в поле инжектированного в образец отрицательного объемного заряда. Во обоих случаях пробой приводит к образованию тепловых микроочагов – «горячих точек».

5. Основной закономерностью образования и отжига ГТ в прессованных образцах ЭМ и инертных материалах (тэн, ФТДО, MgO , TiO_2 , сахар) является низкий порог их возникновения, при котором нагрев матрицы пренебрежимо мал (доли $^{\circ}C$). Второй закономерностью является то, что с увеличением интенсивности воздействующего импульса (ЛИ или СЭП) концентрация ГТ и яркость свечения (α , значит, и температура ГТ) возрастают. При повторном воздействии у всех материалов наблюдается уменьшение концентрации и температуры ГТ, т.е. происходит их «отжиг».

6. В условиях лазерного воздействия, когда облучаемая поверхность закрыта прозрачным диэлектриком реализуется низкопороговое инициирование. Для данного случая выявлены общие закономерности, характерные для АТМ, тэн и ФТДО. Так, пороговая плотность энергии H_{05} уменьшается:

- при переходе из области фонованого поглощения (длина волны излучения 10600 нм) в область прозрачности (1064, 532 и 355 нм) и далее в область собственного поглощения (308 и 266 нм);
- при увеличении давления прижатия входного окна (давления всестороннего сжатия);
- при увеличении размера лазерного пучка на поверхности образца.

Пороговая плотность мощности q_{05} уменьшается с увеличением длительности ЛИ.

7. Все полученные экспериментальные зависимости порогов лазерного импульсного инициирования (от длины волны излучения, давления всестороннего сжатия порошков, диаметра лазерного пучка, длительности ЛИ) «чистых» (беспримесных) ЭМ адекватно описываются с позиций тепловой микроочаговой теории зажигания ЭМ внешним импульсом. Выявлены общие закономерности лазерного инициирования ЭМ различных классов, которые можно выразить в виде четырех основных критериев зажигания, качественно определяющих поведение ЭМ (энергетические пороги и кинетика разложения).

8. Выявлены различия в поведении ЭМ различных классов, которые определяются не только различием теплофизических и термокинетических констант, но и соотношениями между параметрами ЛИ и характерными пространственно-временными релаксационными масштабами конкретных ЭМ.

9. Введение добавок наноразмерных частиц сажи и алюминия в тэне до 1 массового процента включительно снижают пороги инициирования с увеличением концентрации, но только при низких давлениях прижатия входного окна (менее $2 \cdot 10^8$ Н/м²). В области высоких давлений прижатия добавки не оказывают влияния на пороги и кинетические характеристики процесса инициирования. Эти особенности связаны с различиями в условиях создания макроочага в тэне на стадии усреднения. В остальном основные закономерности, присущие при инициировании «чистых» (не содержащих добавок) образцов, сохраняются и для композитов.

10. На основе численного моделирования и решения задачи лазерного зажигания тэна определены энергетические пороги ($H_n = 0,1$ Дж/см² при 10^{-8} с и $q_n = 6 \cdot 10^5$ Вт/см² при 10^{-2} с), задержки зажигания, температура и запас тепла на момент зажигания из одиночного микроочага (ГТ) размером 10^{-5} см в зависимости от длительности ЛИ в широком диапазоне значений (от 10^{-9} до 10^{-2} с). Проведенный анализ показывает, что критерием зажигания (по отношению к внутреннему состоянию образца) является:

- достижение необходимого запаса тепла в очаге при коротких временах воздействующего импульса (адиабатический режим нагрева);
- достижение критического значения температуры в очаге и его окрестности при больших длительностях (квазистационарный режим нагрева).

11. Численное моделирование и расчет задачи зажигания азид свинца и тэна импульсом СЭП, в предположении создания ГТ в результате стримерных разрядов в облученном объеме образца, позволили получить расчетное значение порога зажигания азид свинца около 0,13 Дж/см² при 20 стримерных разрядах с диаметром канала около 10^{-3} см. Для тэна наиболее вероятное количество стримеров составило 50, а порог зажигания около 1,4 Дж/см².

12. Проведено сопоставление (на примере азид свинца и тэна) экспериментальных результатов по зависимостям порогов инициирования от размера лазерного пучка на поверхности прессованных порошков (диапазон размеров от 10 мкм до 3 мм) с результатами численного моделирования светорассеяния методами Монте-Карло. Показано, что результаты моделирования качественно согласуются с экспериментами по размерному эффекту для ЭМ различных классов.

13. Сопоставление экспериментальных результатов по зависимости энергетических порогов инициирования от длительности ЛИ (диапазон от 10 нс до 20 мс) с результатами численного моделирования задач зажигания ЭМ из одиночной ГТ показывает, что для безгазовых систем (азид свинца) во всем диапазоне длительностей воздействия расчет согласуются с экспериментом. Для тэна и композитов на его основе эксперимент согласуется с расчетом только в области коротких ($< 10^{-7}$ с) импульсов и этому дано объяснение. Проведено сопоставление результатов эксперимента с моделированием задачи зажигания азид свинца и тэна сильноточным электронным пучком (СЭП), которое доказывает справедливость электроразрядной (стримерной) природы инициирования ЭМ.

14. Впервые предложенная единая феноменологическая модель лазерного и электронно-пучкового инициирования ЭМ различных классов в области различных длительностей внешнего воздействия показывает, что для негазифицирующихся ЭМ (АТМ) адекватна 3-х стадийная модель инициирования, для газифицирующихся – 4-х стадийная.

СПИСОК ТРУДОВ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИОННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

1. Яковлев, А. Н. – Laser ignition of ammonium perchlorate/aluminum composition confined into pmma capsule // Tsipilev V., Forat E., Medvedev V., Vavilov V., Shiryaev V., **Yakovlev A.** Propellants, Explosives, Pyrotechnics. 2022. Т. 47. № 3. С. e202100184.
2. Яковлев, А. Н. – Scientific-Methodical Approaches to Measurements of Characteristics of Physical and Chemical Processes in Condensed Media Exposed to Laser Radiation and Their Experimental Realization / V. P. Tsipilev [et al.] // Russian Physics Journal. — 2019. — V. 62, № 5. — P. 906-914. (Научно-методические подходы измерения характеристик физико-химических процессов в конденсированных средах при воздействии лазерного излучения и их экспериментальная реализация / Ципилев В.П., Олешко В.И., **Яковлев А.Н.**, Алексеев Н.А., Ноздрин О.В., Мазур М.А. // Известия вузов. Физика. 2019. Т. 62. № 5 (737). С. 161-168).
3. Яковлев, А. Н. – Nonlinear and quantum optics on the nature of sugar emission excited by the first harmonic of a nd laser / Oleshko V.I., Tzipilev V.P., **Yakovlev A.N.**, Murastov G.V., Alekseev N.A. // Optics and Spectroscopy.

2018. Т. 124. № 6. С. 834-837. (О природе свечения сахара, возбуждаемого первой гармоникой nd-лазера / Олешко В.И., Ципилев В.П., **Яковлев А.Н.**, Мурастов Г.В., Алексеев Н.А. // Оптика и спектроскопия. 2018. Т. 124. № 6. С. 804-807).
4. Яковлев, А. Н. – Size effect in laser-induced initiation of a pyrotechnical composition (ammonium perchlorate and ultrafine aluminum) / V.V. Medvedev, E.P. Ageeva, V.P. Tsipilev, **A.N. Yakovlev** // Combustion, Explosion and Shock Waves 2008 44(6), с. 685-689. (Размерный эффект при лазерном инициировании пиротехнического состава (перхлорат аммония + ультрадисперсный алюминий) / В. В. Медведев, Е. П. Агеева, В. П. Ципилев, **А.Н. Яковлев** // Физика горения и взрыва. – 2008. – Т. 44, №6. – С. 77-82).
5. Яковлев, А. Н. – About power thresholds, criteria, kinetics and mechanisms of ignition of explosives by laser pulses and pulsed electron beams / Ageeva E.P., Lisitsyn V.M., Oleshko V.I., Tsipilev V.P., **Yakovlev A.N.** // Известия вузов. Физика. 2006. Т. 10. С. 245 (Агеева Е.П., Ципилев В.П., Яковлев А.Н. // Известия вузов. Физика. 2006. № 10. С. 245).
6. Яковлев, А. Н. – К вопросу о механизмах зажигания азидов тяжелых металлов лазерным моноимпульсным излучением / Ципилев В.П., Лисицын В.М., Корепанов В.И., Олешко В.И., **Яковлев А.Н.** // Известия Томского политехнического университета. 2003. Т. 306. № 6. С. 46-53.
7. Яковлев, А. Н. – Relaxation kinetics of primary pairs of radiation defects in ionic crystals / Lisitsyn V.M., **Yakovlev A.N.** // Physics of the Solid State. 2002. Т. 44. № 11. С. 2067-2071. (Кинетика релаксации первичных пар радиационных дефектов в ионных кристаллах / Лисицын В.М., **Яковлев А.Н.** // Физика твердого тела. 2002. Т. 44. № 11. С. 1974-1978).
8. Яковлев, А. Н. – Ce³⁺-Doped Yttrium Aluminum Garnet Transparent Ceramics for High-Resolution X-Ray Imaging / **Yakovlev, A.N.**, Ji, T., Wang, T., Li, H., Zhong, Y., Xu, X. //Advanced Optical Materials. – 2022. - 10(6). – 2102056.
9. Яковлев, А. Н. – Variable temperature persistent luminescence properties of phosphors with continuous traps /**Yakovlev, A.N.**, Wang, J., Liu, B., Chen, W., Yang, Z., // Journal of Luminescence. – 2022.- 243.- 118644.
10. Яковлев, А. Н. – Trade-off Lattice Site Occupancy Engineering Strategy for Near-Infrared Phosphors with Ultrabroad and Tunable Emission / Lang, T., Cai, M., Fang, S., **Yakovlev, A.N.**, Qiu, J.//Advanced Optical Materials. - 2022. - 10(2). - 2101633.
11. Яковлев, А. Н. – Discovery of an Environmentally Friendly Water-Soluble Luminous Material with Interstitial Site Occupancy / Wang, J., Lang, T., Fang, S., Polisadova, E.F., **Yakovlev, A.N.** // ACS Sustainable Chemistry and Engineering. – 2021. - 9(7). - pp. 2717–2726.
12. Яковлев, А. Н. – Enhancing Structural Rigidity via a Strategy Involving Protons for Creating Water-Resistant Mn⁴⁺-Doped Fluoride Phosphors / Lang, T., Wang, J., Han, T., Korepanov, V., **Yakovlev, A.** // Inorganic Chemistry. – 2021. - 60(3). - pp. 1832–1838.
13. Яковлев, А. Н. – Selectivity of Mn²⁺ ion occupancy and energy transfer of Ce³⁺ → Mn²⁺ ions in garnet solid solution / Cai, M., Fang, S., Han, T., **Yakovlev, A.N.**, Polisadova, E.F. // Journal of Materials Chemistry C. - 2020. - 8(41). - pp. 14507–14514.
14. Яковлев, А. Н. – Phase Transformation of a K₂GeF₆ Polymorph for Phosphors Driven by a Simple Precipitation-Dissolution Equilibrium and Ion Exchange / Lang, T., Fang, S., Korepanov, V.I., **Yakovlev, A.N.** // Inorganic Chemistry. 2020, 59(12), pp. 8298–8307.
15. Яковлев, А. Н. – Improved phase stability of the metastable K₂GeF₆:Mn⁴⁺ phosphors with high thermal stability and water-proof property by cation substitution / Lang T., Han T., Wang J., Cao S., Peng L., Liu B., Fang S., Korepanov V.I., **Yakovlev A.N.** // Chemical Engineering Journal. - 2020. - Т. 380. - С. 122429.
16. Яковлев, А. Н. – Zero-thermal-quenching of Mn⁴⁺ far-red-emitting in LAALO₃ perovskite phosphor via energy compensation of electrons' traps / Fang S., Lang T., Han T., Wang J., Yang J., Cao S., Peng L., Liu B., **Yakovlev A.N.**, Korepanov V.I.// Chemical Engineering Journal. 2020. Т. 389. С. 124297.
17. Яковлев, А. Н. – Synthesis of a novel red phosphor K_{2x}BA_{1-x}TiF₆:Mn⁴⁺ and its enhanced luminescence performance, thermal stability and waterproofness / Fang S., Han T., Lang T., Liu B., Cao S., Peng L., Zhong Y., **Yakovlev A.N.**, Korepanov V.I. // Journal of Alloys and Compounds. 2019. Т. 808. С. 151697.
18. Яковлев, А. Н. – Luminescence properties of color tunable new garnet structure (Lu_{1-x}Mn_x)₃Al₂(Al_{1-x}Si_x)₃O₁₂: Ce³⁺ solid solution phosphors / Lang T., Han T., Zhao C., Fang S., Korepanov V.I., **Yakovlev A.N.**, Zhao L. // Journal of Luminescence. 2019. Т. 207. С. 98-104.
19. Яковлев, А. Н. – Color-tunable photoluminescence and energy transfer of (TB1-: XMnX)3Al2(Al1-XSiX)3O12:Ce3+ solid solutions for white light emitting diodes / Lang T., Han T., Zhao C., Cao S., Fang S., Li S., Korepanov V.I., **Yakovlev A.N.**, Zhao L. // Royal Society of Chemistry (RSC) Advances. 2018. Т. 8. № 63. С. 36056-36062.

20. Яковлев, А. Н. – Лазерное разрушение на границе раздела двухслойной системы / Морозова Е.Ю., Лисицын В.М., Ципилев В.П., **Яковлев А.Н.** // Известия Томского политехнического университета. 2013. Т. 323. № 2. С. 173-177.
21. Яковлев, А. Н. – Модель формирования очага взрывного разложения в азидах тяжелых металлов при воздействии импульсов электронного и лазерного излучений / Лисицын В.М., Агеева Е.П., **Яковлев А.Н.** // Известия вузов. Физика. 2011. Т. 54. № 1. С. 60.
22. К вопросу о механизме зажигания азидов тяжелых металлов лазерным моноимпульсным излучением / Ципилев В.П., Лисицын В.М., Корепанов В.И., Олешко В.И. **Яковлев А.Н.** // Известия ТПУ. – 2003. – Т. 306, № 6. – С. 46-53.
23. Низкопороговый оптический пробой алюминийсодержащих конденсированных сред при импульсном лазерном облучении / Олешко В.И., Ципилев В.П., **Яковлев А.Н.**, Форат Е.В. // Высокоэнергетические и специальные материалы: демилитаризация, антитерроризм и гражданское применение сборник тезисов XIV Международной конференции – 2018 - С. 32-35.
24. О механизме образования горячих точек в прессованных образцах PETN при импульсном лазерном облучении / Олешко В.И., Ципилев В.П., **Яковлев А.Н.**, Форат Е.В. // Высокоэнергетические и специальные материалы: демилитаризация, антитерроризм и гражданское применение сборник тезисов XIV Международной конференции - 2018. - С. 50-53.
25. Кинетические характеристики взрывного разложения тетранитрата пентаэритрита (PETN) при лазерном импульсном инициировании / Ципилев В.П., Олешко В.И., **Яковлев А.Н.**, Форат Е.В. // Высокоэнергетические и специальные материалы: демилитаризация, антитерроризм и гражданское применение сборник тезисов XIV Международной конференции – 2018 - С. 53-56.
26. Ципилев В.П., Лисицын В.М., Корепанов В.И., Олешко В.И., **Яковлев А.Н.** К вопросу о предвзрывных явлениях, порогах и критериях инициирования азидов тяжелых металлов внешним импульсом // Материалы III Всероссийской конференции «Энергетические конденсированные системы» - Черногловка-Москва - Москва: Янус-К, 2006 - С. 77 – 79.
27. Ципилев В.П., Лисицын В.М., Корепанов В.И., Олешко В.И., **Яковлев А.Н.** Пороги и кинетика инициирования азидов тяжелых металлов импульсами когерентного лазерного и электронного излучений // Четвертый международный оптический конгресс «Оптика XXI век». Труды IV Межд. конф. «Фундаментальные проблемы оптики» ФПО - 2006. Санкт - Петербург, Россия, 16-20 октября 2006. - С. 147 – 150.
28. Корепанов В.И., Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П., **Яковлев А.Н.** Инициирование азидов тяжелых металлов внешним импульсом // Забабахинские научные чтения: сборник материалов IX Межд. конф. 10-14 сентября 2007. – Снежинск: Изд. РФЯЦ-ВНИИТФ Секция 2. Взрывные и детонационные явления. - С. 88 – 89.
29. **Яковлев А.Н.**, Морозова Е.Ю., Ципилев В.П. Моделирование процесса зажигания азидов свинца в результате локализации лазерного излучения на поглощающих неоднородностях // Фундаментальные проблемы новых технологий в 3-м тысячелетии: Материалы 3-й Всероссийской конференции молодых ученых. Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН. – 2006 - С. 670-673.
30. Ципилев В.П., Лисицын В.М., Корепанов В.И., Олешко В.И. **Яковлев А.Н.** Механизмы лазерного импульсного инициирования азидов тяжелых металлов // 12 Международная конференция по радиационной физике и химии неорганических материалов. Томск – 2003. – С. 504-511.
31. В. А. Овчинников. Simulation of radiation diffusion in scattering media of different thickness / В. А. Овчинников, В. П. Ципилев, **А. Н. Яковлев.** // Известия вузов. Физика. – 2012. – Т. 55, № 11/3 – С.162-164.
32. **Яковлев А.Н.**, Александров Е.И., Зыков И.Ю., Морозова Е.Ю., Олешко В.И., Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н., Ципилев В.П. Исследование взрывного разложения азидов тяжелых металлов при воздействии излучением эксимерного лазера и лазера на углекислом газе. // Материалы VI Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики», Томск – 2008 - С.37-38.
33. Dependence of explosion initiation threshold of PETN with absorptive additives on the uniform compression pressure of the sample / А.С. Скрипин, В. А. Овчинников, В.П. Ципилев, **А.Н. Яковлев.** // Известия вузов. Физика. – 2012. – Т. 55, № 11/3 – С.217-219.

Издание подготовлено в авторской редакции

Отпечатано на участке цифровой печати Издательства Кузбасского
государственного технического университета им. Т.Ф. Горбачёва

Заказ № _____ от «07» июля 2023 г. Тираж 100 экз.

г. Кемерово, ул. Д.Бедного, 4а, учебный корпус №7, тел. 8(3842) 396-398.